

Modellversuche zum Kugelblitz.*

Von HERBERT NAUER, München.

(Aus dem Elektrophysikalischen Laboratorium der Technischen Hochschule München.)

Mit 4 Textabbildungen.

(Eingegangen am 20. Mai 1953.)

Über die tatsächliche Existenz von Kugelblitzen (KB) braucht an dieser Stelle wohl nicht mehr diskutiert zu werden. Auf die in der Literatur [1] geschilderten KBe, deren Eigenschaften auf S. 448 zusammengestellt sind, kann hier nicht im einzelnen eingegangen werden. Vor der Beschreibung von Modellversuchen zur Entstehung des KBes seien einige Erfahrungen angeführt, die mit dem KB eine gewisse Ähnlichkeit aufweisen.

KB-ähnliche Erscheinungen.

Während an einem Tag, an dem eine besondere Neigung zu Korona- und Glimmentladung bestand, mit Hochspannung im Labor gearbeitet wurde, erfolgten mehrere Überschläge von der Anodenzuleitung des Hochspannungsventils zur Zimmerdecke mit ca. 100 KV eff. Gegenpol der Hochspannung war geerdet. Da nun die vorhandene lange Erdleitung für die steile Wellenform eines Überschlags einen erheblichen Wellenwiderstand darstellte, ging der geerdete Pol des Trafos spannungsmäßig hoch und eine nicht unbeträchtliche Wankspannung kam über Umwege auf die ebenfalls geerdete Installation des Hauses. — In der ca. 10 m entfernten Werkstatt wurde dabei zunächst ein leichtes Knistern und Knistern wahrgenommen und im nächsten Augenblick zeigte sich an dem über der Werkbank hängenden Zuggpendel an der Stelle, wo die Leitung eine scharfe Biegung macht, begleitet von einem harten Knall, eine Lichterscheinung, die etwa die Gestalt und Größe einer Hand mit gespreizten Fingern hatte. Die Erscheinung muß ziemlich lichtstark gewesen sein. Die Erscheinung wurde als blaurötlich mit heller gelb leuchtendem Fußpunkt angegeben. Die nach oben gehende Lichterscheinung war gleichzeitig mit hellleuchtenden Funkenpunkten von etwa doppelter Stecknadelkopfgröße in perl schnurartiger Aufreihung bedeckt. Lichtrohr und Glühlampe waren unbeschädigt. — Die Lichterscheinung muß offenbar durch ein Zusammenwirken der Überspannung mit der Leistung der Hochspannungsanlage, begünstigt durch die atmosphärischen Verhältnisse, zustande gekommen sein. Derartige Erscheinungen liegen in der Praxis aber oftmals vor, daß durch einen in der Nähe niedergegangenen Initialblitz starke Überspannungswellen auf die elektrischen Installationen eines oder mehrerer Häuser kommen und dort dann ähnliche Erscheinungen auslösen. Andere Erscheinungen, die ebenfalls gerne als KB interpretiert werden, sind wandernde Lichtbögen und Lichtwirkungen von stromstarken Blitzen, bei denen aus irgendwelchen Gründen das Abschmelzen eines Drahtstückes als nicht zeitgleich empfunden wird, sondern als an der Leitung entlanglaufend beschrieben

Versuche zur Theorie von MAX TOEPLER.

Eine der ältesten und wohl auch bekanntesten Theorien ist die von TOEPLER [2], in der er den von ihm viel diskutierten Büschellichtbogen als dem KB sehr ähnlich bezeichnet.

Den Beginn der Erscheinung bilde ein Initialblitz. Dieser hinterläßt einen Plasm Schlauch und falls nun kurz nach der Initialentladung zu beiden Seiten dieses

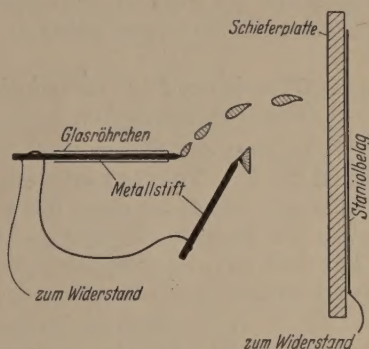


Abb. 1 Anordnung beim Büschellichtbogen.

leitenden Kanals nochmals weitere Elektrizitätsmengen frei werden, sollen sich diese verhältnismäßig langsam über den Plasm Schlauch ausgleichen. Verläuft diese Elektrizitätsnachlieferung sehr gleichmäßig, so kann es zur Ausbildung eines Perlschnurblitzes, oder bei Bildung nur einer einzigen Leuchtmasse, eines KBes kommen. Die Leuchtmasse könnte dabei evtl. eine verengte Stelle des Entladungskanals bezeichnen. Bewegt werde die Leuchtmasse mit dem ganzen Plasm Schlauch durch den Wind oder auch durch elektrische Kräfte. Das meist geräuschlose Ende des KBes denkt TOEPLER sich so, daß die Elektrizitätsnachlieferung einfach aufhört und mit Endknall, wenn der vorhandene Plasm Schlauch noch von einem zweiten Initialblitz durchschlagen wird.

Bei den Versuchen mit dem Büschellichtbogen verwendet man etwa die in Abb. 1 skizzierte Apparatur. Eine Metallnadel evtl. nur wenig ein Glasrohr überragend, steht einer größeren Halbleiterplatte (Schiefer) gegenüber. Um die Kapazität der Elektroden möglichst gering zu halten, sind diese unmittelbar mit großen Wasserwiderständen verbunden. Dieses ist nötig, um eine möglichst gleichmäßige Entladung zu bekommen und die Funkenbildung zu unterdrücken.

Die Ähnlichkeit mit dem KB sieht TOEPLER hauptsächlich darin, daß es sich beim Büschellichtbogen um eine stromschwache Entladung handelt, die sehr beweglich ist — schon durch den leisesten Luftzug — und daß er sich von einem mit der Spitzenelektrode leitend verbundenen Metallteil, in weiten Grenzen aus seiner Bahn ablenken läßt, ohne auf das Metall überzugehen.

Diese Theorie läßt sich aber nur schwer auf die KB-Erscheinungen übertragen. Die Frage, ob man überhaupt an einen Plasmaschlauch denken darf, wenn man die Eigenschaften der KBe in der Natur betrachtet, muß verneint werden. Die Bewegungen der KBe sind oftmals so kompliziert, daß es absolut unvorstellbar ist, wie ein Plasmaschlauch mit seiner verhältnismäßig großen Trägheit da mitkommen sollte. Einen solchen, mit nur einer Leuchtmasse und im Verhältnis dazu sehr großem Dunkelraum, im Versuch herzustellen, ist bisher noch nicht gelungen. Sehr schön zeigen läßt sich dagegen die Beweglichkeit des Büschellichtbogens durch den Wind, ebenso wie die Ablenkung durch ein mit der Spitzenelektrode verbundenes Metallteil. Die Bildung einer einzigen Leuchtmasse zu erreichen, ist aber trotz langen Versuchen mit den verschiedensten Anordnungen nicht gelungen. Als Erd-elektrode wurden alle möglichen Halbleitermaterialien verwendet bis zur Wasserfläche und als Gegenelektrode eine Metallspitze, Metallplatte, Hartholzplatte naß und trocken und ein feuchter Schwamm, um den Verhältnissen einer Wolke etwas näher zu kommen.

Versuche zur Theorie von PLANTÉ und ähnlichen Erklärungsversuchen.

PLANTÉ [3] meinte, der Strom einer Elektrisiermaschine (bis zu 3 mA — TOEPLER arbeitete mit einer solchen) sei zu gering, um damit einen KB zu erzeugen und verwendete als Stromquelle 800 bis 1600 Akkumulatoren. Er erhält mit diesen Spannungen zwischen Drahtspitze und Wasserfläche einen Bogen, der Kugelgestalt annehmen kann. Zur Reproduktion dieser Versuche diente eine 10 KV Gleichspannungsmaschine und vor den Bogen war ein regelbarer Widerstand von insgesamt 50 KOhm geschaltet. Als Spitzen wurden ca. 60 cm lange, 10 mm starke Stäbe (wegen der besseren Wärmeableitung kein Draht) aus Kupfer, Messing, Eisen und Kohle verwandt; die Gegenelektrode war eine Wasserschale, das Wasser normales Leitungswasser. — Mit dieser Anordnung wurde der PLANTÉsche Bogen ausgiebig untersucht, mit den verschiedenen Spitzenmaterialien, mit positiver und negativer Spannung an der Spitze für Abstände von 2 bis 14 mm wurden Strom-Spannungskennlinien aufgenommen. Die Spannungen liegen dabei zwischen 1500 und 500 V, wobei sich Ströme von 20 bis 250 mA einstellen.

Die Gestalt des Bogens kommt besonders bei negativer Spitze tatsächlich der Kugelform sehr nahe. Die Kugel scheint in diesem Fall aus verschiedenen hellen und auch etwas verschieden gefärbten Lichthüllen zu bestehen; der hellste Punkt sitzt nahe unter der Spitze, die äußerste Hülle macht einen direkt glasigen Eindruck. Die Unterseite der Kugel ist von vielen kleinen blauvioletten Stromfäden besetzt. — Bei positiver Spitze ist die Gestalt der Entladung als glockenförmig zu bezeichnen. Auch in diesem Fall besteht der Bogen aus einzelnen Lichthüllen; ganz innen scheinen aber die Stromfäden, die unmittelbar über der Wasserfläche zu einem Kegel zusammengedrängt sind, die ganze Entladung zu durchsetzen. — Die Farbe des Bogens wird weitgehend durch das als Spitzenelektrode verwendete Metall beeinflusst und wird bei stärkeren Strömen natürlich noch markanter.

Durch Metallteile, die mit der Spitze leitend verbunden sind, läßt sich der Bogen weit aus seiner ursprünglichen Bahn ablenken ohne auf diese überzu-

gehen. Metallgegenstände, die mit der Wasserfläche Verbindung stehen, ziehen den Bogen an. Der fluß eines Magneten ist gering. Isolierte Metall kann man durch den Bogen hindurchbewegen, ihn dadurch zu zerstören. Schon durch einen solchen Luftzug ist der Bogen stark beweglich; bei starkem Wind und zu weiter Auslenkung geht der gelb-bogen in einen knatternden Lichtbogen über. Die Temperatur des Bogens scheint ziemlich hoch zu sein; ein in den Bogen gebrachtes Glasstäbchen tritt sofort weg. — Beim Verlöschen des Bogens kann man einen leichten Knall wahrnehmen.

In Weiterführung dieser Versuche wurde statt Wassers als Gegenelektrode der Spitze ein Messingklotz verwendet. Auch mit dieser Anordnung kann man einen nahezu kugelförmigen Bogen erzielen in seinen Eigenschaften dem zuvor geschilderten ähnlich; nur die bei dem gegen die Wasserfläche brennenden Bogen vorhandenen vielen kleinen Stromfäden an der Unterseite der Kugel fehlen, dafür findet man hier einen blauvioletten Punkt auf dem Messing als Ansatzpunkt des Bogens. — Zwischen nasser Spitzenelektrode brennt der PLANTÉsche Bogen orangefarbener Flamme sehr beweglich, teilt sich kommt auch wieder zusammen; sonst bringt Variation nichts besonderes.

HESEHUES griff die Versuche von PLANTÉ wieder auf, verwendete aber als Stromquelle statt der Akkumulatoren einen Transformator (4). Der sich nur stellende Bogen ist eigentlich nur eine Überlagerung des positiven und des negativen Bogens nach PLANTÉ. In diesem Fall läßt sich eine Kugelgestalt fast leicht mit einer Metallplatte statt der Wasserfläche als Gegenelektrode der Spitze einstellen. Der Wechselstromelektrode bogen ist nicht ganz so beweglich wie der Gleichstrombogen. Verwendet man statt der Spitze eine Messingplatte gegenüber der Wasserfläche, so stellt sich eine glockenförmige Entladung ein. Interessant ist die Anordnung in erster Linie deshalb, weil sich damit schon die Beweglichkeit der Entladung durch leichten Luftzug zeigen läßt.

Diese Art von Lichtbögen hat mit den KB-Erscheinungsformen bestimmt weniger Ähnlichkeit als die TOEPLERSche Büschellichtbogen und letztlich auch hier für die Übertragung der Verhältnisse in die Natur wieder die Existenz eines Plasmaschlauchs Voraussetzung. Somit dürften auch diese Theorien für weitere Betrachtungen ausscheiden.

Versuche zur Theorie von WALTER.

Nach der WALTERschen Theorie soll es sich um Kugelblitz um geladene Wasserblasen handeln. WALTERS Theorie auf die Schilderung eines Försters bei einem starken, von heftigem Platzregen begleitetem Gewitter, viele Kugelblitze eine Straße entlangrollen gehen will. WALTER denkt sich den Vorgang so: Die Influenz einer Gewitterwolke sei ein Gelände stark geladen. Elektrische Energie des Bodens ströme in die durch aufspritzenden Regen gebildete Blase. Nach der Abstoßung der gleichnamigen Ladungen vom Boden und bewegt werde die Kugel dann durch Wind oder durch elektrische Kräfte. — Die Auflösung der geladenen Wasserblase denkt sich WALTER weder ohne Geräusch durch Verdunstung des Wassers oder in der Weise, daß der Erdboden durch einen in die Nähe niedergegangenen Initialblitz neutralisiert wird.

Kugel nun wieder von der Erde infolge Potentialdifferenz gegen diese angezogen werde und mit einem Funken endige, also mit Geräusch. — Obwohl sich die Wasserblasentheorie mit vielen KB-Beobachtungen nicht in Einklang bringen läßt, so sollte sie experimentell doch untersucht werden, da, wie schon gesagt, in der Literatur viel darüber gesprochen wurde.

Um den Verhältnissen in der Natur möglichst nahekommen, war der Aufbau etwa folgender: Auf einem Tische stand eine größere mit Wachs gedichtete Kiste ($60 \times 60 \times 20$ cm). In der Mitte war in deren Boden eine Metallplatte eingelassen, die nach unten mit einer metallischen Verbindung hatte. Der Boden war bedeckt mit einer dickeren Schicht Kies und Sand und kam soviel Wasser, daß die Sandschicht gerade bedeckt war. Nun konnte man unter der Kies- und Sandschicht Luft von geringem Überdruck einblasen und erhielt so an der Oberfläche einen schönen, gleichmäßigen Blasenwurf, wie er sich bei starkem Platzregen etwa auf einer Straße einblasen könnte. In einiger Entfernung über der Wasseroberfläche war die „Wolke“ aufgehängt. Diese wurde zuerst durch eine Kupferplatte (Elektrode eines Hochspannungsvoltmeters) realisiert, die über einen hohen Widerstand mit der Gleichspannung in Verbindung stand. Der Gegenpol der Spannung war mit der Metallplatte in dem Holzgefäß verbunden.

Obald nun die Anordnung unter Hochspannung stand, konnte man sehr schön beobachten, wie sich der Wasserblasen langsam nach oben reckten, sich abschnürten und auf den verschiedensten Bahnen mit den verschiedensten Geschwindigkeiten nach oben wanderten, halbwegs stehen blieben oder wieder abschnürten. Diese Bewegung der Wasserbläschen unter Einwirkung des elektrischen Feldes wäre absolut neu, die oft so komischen und verschiedenartigen Erscheinungen der KBe zu erklären, nur leuchten sie nicht. Nach der Kupferplatte wurde als „Wolke“ nacheinander ein Schwamm, eine Schieferplatte, eine Hartgummiplatte und eine Stahlnadel verwendet, jeweils naß gemacht, mit positiver und negativer Spannung an „Wolke“. Gegenüber ruhiger und pulsierender Erscheinung wurde die Spannung immer bis zum Überschlag gesteigert. Weiter wurde trockene und kalte, kalte und warme, gereinigte und mit Staub getzte Luft zwischen die Elektroden eingeblasen; Spannung langsam und schnell, sogar stoßartig aufgebracht — jedoch nie war ein von sich aus leuchtendes Wasserbläschen zu beobachten. Aber selbst, wenn Hauptbedingung erfüllt wäre, könnte diese Theorie wenig befriedigen; es wurden ja auch schon KBe beobachtet bei Gewittern ohne Regen oder überhaupt ohne Gewitter von einer Hochspannungsleitung, von einem Überschlag an derselben, ihren Ausgang nahend. Letztlich wäre so ein Wasserblasen-KB doch viel zu instabil; bei der leisesten Berührung mit einem Fremdkörper müßte er sogleich zerstört werden, während gerade das Gegenteil bei KBen der Fall ist.

Theorie von Neugebauer.

Die theoretische Arbeit, deren experimentelle Nachprüfung bis heute noch nicht gelungen ist, die aber zumindest übersehen werden darf, ist die von NEUGEBAUER [6]. NEUGEBAUER nimmt an, daß der KB aus einem Initialblitz entsteht und untersucht mathematisch die Frage, unter welchen Bedingungen eine aus freien Elektronen und Ionen bestehende Gaskugel von selbst längere Zeit zusammenhalten

könnte. Er zeigt, daß dieses Zusammenhalten durch die quantenmechanischen Austauschkräfte bewirkt werden könnte. Bedingung für das Zusammenhalten ist, daß die Elektronendichte die Größenordnung der Gasdichte bei Atmosphärendruck besitzt, was bei stromstarken Blitzen auch ohne Zweifel möglich ist. Einige bei KBen beobachtete Einzelheiten versucht NEUGEBAUER mit seiner Theorie zu erklären. — Wesentliche Punkte bleiben aber doch unbeantwortet; so z. B. der große Seltenheitsfaktor, der KBen anhaftet.

Versuche zu einer KB-Theorie basierend auf einer Beobachtung von HEINRICH HERTZ.

(Von HERTZ selbst nicht als KB gedeutet.)

Bei den Theorien von TOEPLER, PLANTÉ und ähnlichen muß wohl als am meisten störende Tatsache empfunden werden, daß sich der Effekt im Versuch nur zwischen körperhaften Elektroden halbwegs realisieren läßt und daß man bei Übertragung der Verhältnisse in die Natur stets das Mitwirken eines Plasmaschlauches als eine Elektrode in Rechnung setzen muß, von dem man, wie schon erwähnt, es sich andererseits nur schwerlich vorstellen kann, wie er all die komischen Bewegungen mitmachen soll, die man bei KBen beobachtet hat.

Dies würde günstiger, wenn man eine Beobachtung, die erstmals HEINRICH HERTZ Anfangs der 80er Jahre des vorigen Jahrhunderts gemacht hat und die anscheinend seither nicht viel weiter verfolgt worden ist, mit den Erscheinungsformen der KBe in Verbindung bringen wollte [7]. HERTZ hat festgestellt, daß jede (stärkere) Initialentladung von einer leuchtenden oder nachleuchtenden Aureole begleitet ist. In den meisten Fällen ist diese Erscheinung aber so unauffällig oder das Auge des Beobachters ist durch die Initialentladung so stark geblendet, daß sie nicht beobachtet wird.

Mit einer Anordnung nach Abb. 2 läßt sich diese Erscheinung aber verhältnismäßig leicht sichtbar machen. In einem nicht zu eng ausgezogenen Glasröhrchen (Innendurchm. 5 bis 7 mm) befindet sich die eine, nahe der Mündung desselben außerhalb die zweite Elektrode. Bringt man diese Vorrichtung nun in ein längeres, ca. 80 mm weites Glasrohr, verringert den Druck daselbst auf ca. 20 bis 150 mm Hg, verbindet die beiden Elektroden mit einem Funkeninduktor (der in freier Luft zwischen Spitze und Platte ca. 10 cm Funkenlänge gibt), so beobachtet man zunächst den Übergang der Entladung zwischen den beiden Elektroden. Nach dem Verlassen des Glasröhrchens biegt diese scharf um zu der anderen Elektrode. Wenn man nun den Raum leicht verdunkelt und den Funkenstrom selbst etwas abblendet, kann man aus der Mündung des Rohres gleichzeitig mit jeder Entladung einen etwa 5 cm langen Strahl von matt braungelber Farbe senkrecht nach oben hervorspringen sehen. Dabei ist es wohl als die von unserem Gesichtspunkt aus wesentlichste Eigenschaft dieses Strahls zu bezeichnen, daß es sich nicht um eine nur momentan aufblitzende, sondern in bequemer meßbarer Zeit sich entwickelnde und existierende Erscheinung handelt. Im Drehspiegel betrachtet, kann man den einzelnen Strahl etwa

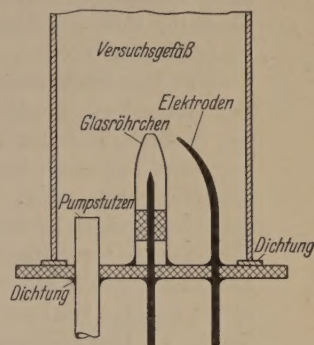


Abb. 2. Anordnung zur Separierung von Initialfunke und Lichtstrahl.

$\frac{1}{20}$ Sekunde nach erfolgtem Funkenüberschlag noch wahrnehmen. Nur für das unbewaffnete Auge ist die Erscheinung ein Strahl; in Wirklichkeit besteht dieselbe aus einer leuchtenden Wolke, die mit endlicher Geschwindigkeit aus dem Rohr aufsteigt. Die Geschwindigkeit kann im Mittel für den ganzen zurückgelegten Weg zu 1 bis 4 m/sec angegeben werden. Dabei hat man aber den Eindruck, als ob die Geschwindigkeit mit der Zeit abnehmen würde.

Das Parallelschalten eines Kondensators zum Funkeninduktor macht die Erscheinung deutlicher, in manchen Fällen sogar erst möglich. Der Kondensator darf andererseits aber auch nicht zu große Werte annehmen, da sonst die Spannung zu sehr zusammenbricht; 10 000 bis maximal 40 000 pF sind als die günstigsten Werte zu bezeichnen. Eine weitere Steigerung des Stromes auf Kosten der Spannung bringt keinen Gewinn, läßt im Gegenteil die Erscheinung wieder undeutlicher werden.

Für jede Elektrodenanordnung und Weite des kleinen Glasröhrchens gibt es jeweils einen im Hinblick auf die Sichtbarkeit der Erscheinung günstigsten Druck, von dem aus nach beiden Richtungen hin der Strahl unscheinbarer wird. Bei höherem Druck wird der Strahl schmaler und kürzer und nimmt eine dunklere Färbung an; verringert man den Druck, so wird der Strahl gleichfalls kürzer, verbreitert sich zunächst aber etwas und die Färbung wird bei geringerer Lichtstärke heller. — Um mit geringerem Druck angenähert die nämlichen Effekte zu bekommen, muß man die Mündung des Glasröhrchens mehr und mehr aufweiten, analog dazu für höhere Drucke immer enger werden lassen. Bei etwa 15 Torr bekommt man sehr schöne Erscheinungen schon mit einem zylindrischen Röhrchen von etwa 5 mm Innendurchm. ohne jede Verjüngung. — Bei Zuschaltung von Kondensatoren wird das Maximum der Entwicklung zu kleineren Drucken hin verschoben. Die Trockenheit der Luft hatte bei den Versuchen keinen wesentlichen Einfluß auf die Intensität der Erscheinung, wohl aber können Verunreinigungen der Luft, geringe Spuren von Gasen oder Dämpfen, die Lichtstärke vergrößern.

Trifft der Strahl unter einem gewissen Winkel auf die Gefäßwand, so wird er dort reflektiert. Ein im Experimentiergefäß aufgehängtes Thermometer, das von dem Leuchtstrahl direkt getroffen wird, zeigt eine Temperaturerhöhung um 10 bis 15°C. Unter Umständen kann man die Wärmewirkung des Strahls auch unmittelbar mit dem Gefühl wahrnehmen, wenn der Strahl gleich in der freien Luft erzeugt wird oder wenn er die Gefäßwand trifft und diese dadurch leicht erwärmt. — In wie weit diese Wärmewirkung, ebenso wie die gleich nachfolgend beschriebene mechanische Wirkung des Strahls, aber als primäre und für die Existenz desselben unbedingt nötige Eigenschaften zu bezeichnen sind, muß vorläufig noch dahingestellt bleiben. — Die mechanische Wirkung macht sich als Stoß und evtl. Rückstoßwirkung bemerkbar. Man kann diese sehr leicht sichtbar machen, indem man irgendeinen elastisch aufgehängten nicht zu schweren Körper mit dem Strahl in Berührung bringt. Zunächst zeigt sich ein ziemlich heftiger Stoß in der Strahlrichtung und anschließend ein weniger intensiver in der Gegenrichtung.

Der Magnet scheint, ebenso wie elektrisch geladene Leiter, keinen Einfluß auf den Leuchtstrahl zu haben.

Jedoch wäre es denkbar, daß die Verhältnisse anders aussähen, sobald es gelänge, einen Leuchtstrahl bedeutend größerer Intensität und Leuchtdichte erzeugen.

Sehr schön läßt sich der Leuchtstrahl auch in verschiedenen Gasen und Dämpfen sichtbar machen; zeigt dabei jeweils für die verschiedenen Elemente charakteristische Farben. In Sauerstoff ist der Strahl demjenigen in Luft recht ähnlich, die Leuchtdichte jedoch etwas intensiver und die Färbung ein reines Gelb. Die Höhe der Strahlen läßt sich unschwer bis etwa 15 cm steigern. — In Wasserstoff ließ sich nicht zu geringen Drucken sogar eine Strahlhöhe von etwa 25 cm erreichen. Die Leuchtdichte ist dabei sehr gering und die Färbung ein eindeutiges Blau. Ferner wurde die Erscheinung noch beobachtet in Sauerstoff, in Luft mit Chlorgas, in Luft mit Benzoldämpfen und ganz besonders schön in reinem Argon, wo der Strahl eine sattgrüne Färbung hat und leicht mit einer recht schönen Intensität über ein größeres Druckgebiet einstellen läßt. — Auch in Luft bei Atmosphärendruck läßt sich die Erscheinung schwer reproduzieren. Wie schon zuvor erwähnt, bei diesen relativ hohen Drucken die Entladungsrichtung und die Weite des Glasröhrchens ziemlich klein gewählt werden. Der Leuchtstrahl erreicht zwar nur eine Höhe von maximal etwa 1 cm.

Als ungefähres Maß für die Lichtstärke kann angegeben werden, daß die Erscheinung in günstigen Fällen (z. B. in Sauerstoff und in Argon) auch im unveränderten Raum noch wahrzunehmen ist; Einzelheiten und die genauere Gestalt lassen sich allerdings nur im Dunkeln erkennen. — Bei Betrachtung der Erscheinung im Spektrographen konnte man z. B. in Wasserstoff sehr deutlich dessen Spektrum erkennen.

Bei den Leuchtstrahlen handelt es sich wohl um ein Ionisationsprodukt — eine brennende Gaswolke, es ist nicht sein, da die Erscheinung ja besonders schön in einem Edelgas, wie reinem Argon zu beobachten war, das offenbar von jedem Initialfunken gebildet, durch die Blendwirkung desselben und die verhältnismäßig geringe eigene Leuchtdichte aber praktisch niemals beobachtet wird. Die geschilderte Elektrodenanordnung hat nun die Besonderheit, daß sie die Leuchtmasse in komprimierter Form von der Initialentladung separiert und so dem unbewaffneten Auge als Strahl sichtbar macht. Das Ionisationsprodukt wird wohl einen Teil oder längs des ganzen Entladungskanals gebildet und die intensive thermische Blaswirkung (Wärmewirkung des Funkens und Ausdehnung der Gasmenge innerhalb des Glasröhrchens) trennt die innerhalb des Glasröhrchens gebildete Ionisationswolke von der Entladung ab und schleudert sie senkrecht nach oben. — Die mechanische und thermische Wirkung des Strahls kann daher, meiner Meinung nach, nicht eine besondere Eigenschaft der Leuchtsubstanz getrennt werden, sondern ist lediglich eine sekundäre Wirkung des Initialfunkens; die nach oben geschleuderte Gasmenge ist der Träger der Leuchtsubstanz. — Setzt man beide Elektroden innerhalb des Glasröhrchens an, bzw. in einem beidseitig abgeschlossenen Röhrchen mit einer kleinen Öffnung an der Längsseite, so läßt man die Erscheinung ebenfalls beobachten, doch schwächer als zuvor. Dieses ist auch sofort einzusehen, wenn man sich den Verlauf der Gasströmung bei der Entladung und bei der zuvor angegebenen Anordnung vergegenwärtigt.

igt. Passiert der Funke die Öffnung, durch die der hl austreten muß, so wird der Gasstrom bestimmt die gesamte Entladung innerhalb des Röhrehens ebende Leuchtsubstanz erfassen und nach oben rden, während im zweiten Fall die Strömungsver-nisse bedeutend ungünstiger liegen und die Ab-nung daher unvollständig wird.

Konstruiert man sich eine Vorrichtung, die es ge-et, das Blickfeld auf eine Elektrodenanordnung ie Dauer des Überschlags zu sperren, unmittelbar ach aber frei zu geben (gekoppelt mit dem Schal-es Funkenstroms), so kann man auch nach jeder adung, etwa an einer Kugel- oder Spitzenfunken-ke normaler Anordnung, ein schwach nachleuch-es Wirbelgebilde beobachten. An einer symme-hen Kugelfunkenstrecke kann man ungefähr in der e zwischen beiden Elektroden ein rauchringartiges leuchtendes Gebilde wahrnehmen, dessen Exi-ndauer in der nämlichen Größenordnung liegt, wie len zuvor diskutierten Strahlen.

Als wesentlichste Parallele dieser Erscheinung mit KB dürfte es wohl angesprochen werden, daß uns zum ersten Mal ein mattleuchtendes Gebilde, offen-lektrischer Natur, begegnet, das, wenn auch nur zeitig, selbstständig existenzfähig und im Raum eweglich ist. Die Fortbewegungsgeschwindigkeit e mit den meisten in der Natur beobachteten Wer-n der Größenordnung übereinstimmen. Die Ge-ä, die in erster Näherung als Kugel angegeben wird, te ebenfalls keinen Widerspruch ergeben. Das alten Metallgegenständen gegenüber wäre wie-m ein positiver Punkt. Die Leuchtdichte ist aller-nur gering, doch könnte man sich vorstellen, daß oßen Energien in der Natur auch dieses zustande nten. Versuche mit bedeutend größeren Leistun-(allerdings geringeren Spannungen) haben leider n Erfolg gezeigt. — Bei Übertragung der Ver-sverhältnisse in die Natur müßte man sich wohl ellen, daß irgendwelche besonders günstige Wir-ldungen, die durch einen Initialblitz erzeugte htssubstanz evtl. komprimieren und dann fort-gen würden. Nicht ganz verständlich wird aus n Versuchen die äußerst große Seltenheit der KBer Natur.

Anliegende Leuchtkugeln.

i einer Arbeit von TOEPLER findet sich als Fuß-ein kleiner Hinweis, daß RIGHI einmal kugel-ge Entladungen bekommen habe. Derartige einungen zu erzeugen, die allerdings nicht zu Ablösung kommen, ist mit einer Anordnung, Abb. 3, ohne weiteres möglich. Ein kleines Glas-hen werde nur wenig von einer kurzen Messing-übertagt. Diese stellt die eine Elektrode dar, die re ist ein Metallstift innerhalb des Röhrehens. Zur endung der Überschlüge steckt das Ganze noch in a Pertinaxröhrechen. Entlädt man über diese An-ung bei einem Luftdruck zwischen 5 und 100 Torr mehr eine auf 1 bis 5 KV geladene Kapazität von en μF , so können unmittelbar nach jedem Über-g eine oder mehrere sehr intensiv leuchtende Ku-an der Mündung des Glasröhrehens in der neben erterten Weise beobachtet werden. Der Einfluß des kes macht sich nur im Durchmesser der Licht-bemerkbar; in der gleichen Weise wirkt eine Ver-ung der Kapazität und der Spannung. Unter änden kann man aus diesen Kugeln auch noch die

zuvor besprochenen matten Leuchtstrahlen nach oben flattern sehen. Diese sind aber unter diesen Verhält-nissen bestimmt nicht stärker, als wenn man sie mit einem kleinen Induktorium erzeugt. Eine Ablösung der Kugeln hat sich auf keine irgend mögliche Weise erzwingen lassen.

Die Versuche mit den HERTZschen Leuchtstrahlen wurden dann nicht mehr weiter verfolgt, da während dieser Versuche eine Erscheinung beobachtet wurde, die leicht reproduzierbar ist und die zwanglos nahezu alle von einem KB geforderten Bedingungen erfüllt.

Der KB, eine Sonderform der Verbrennung geringer Gasbeimengungen in Luft?

Beim Experimentieren mit den HERTZschen Er-scheinungen zeigte sich, nachdem das Gefäß 2 Tage ungeöffnet mit einem Luftdruck von etwa 90 Torr ge-standen war, beim ersten Einschalten des Indukto-riums eine tropfenförmige Leuchtwolke (ca. 15 cm lang, 7 cm Durchm.) von nicht unbeträchtlicher Helligkeit im unverdunkelten Raum, die mit mäßiger Geschwindigkeit in dem 2 m langen, 8 cm weiten Rohr em-porstieg bis zum Deckel, nach dem Anstoßen dort einen Wulst bildete und dann spur- und geräuschlos verschwand. Ihr Aussehen war zu vergleichen dem einer sehr starken elektrischen Glimmerscheinung. Es hatte den Anschein, als wäre die Leuchterscheinung unmittelbar aus dem Funkenübergang hervor-gegangen. — Ein wiederholtes Ein-schalten hatte keinerlei Ablösung mehr zur Folge; auch nicht nach einem Nachlassen frischer Luft, bzw. restlosem Evakuieren des Gefäßes und erneuter Füllung mit Luft auf den nämlichen Druck. Wenn die Anordnung unverändert bei 70 Torr stehen gelassen wurde, zeigte sich nach etwa 10 Std. beim Einschalten des Induktoriums noch nichts; wohl aber war die Erscheinung nach ca. 36 Std. sehr schön als eine blauleuchtende Wolke (die erste Ablösung war mehr gelblich) von umgekehrter Tropfenform mit deut-licher Abgrenzung zu beobachten.

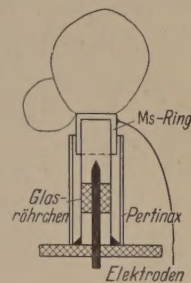


Abb. 3. Anliegende Leuchtkugeln.

Die Elektrodenanordnung war dieselbe wie bei den ersten Versuchen nach HERTZ (Abb. 2). — Spannungs-quelle war das ebenfalls schon früher erwähnte Induk-torium ohne parallel geschalteten Kondensator. — Das Gefäß war gründlich gereinigt und mit Heißluft nach-getrocknet, oben und unten war es mit einem Pertinax-deckel abgeschlossen und mit gefettetem Gleichrichter-gummi gedichtet. Zur Trocknung der Luft war Cal-ciumchlorid am Gefäßboden aufgeschüttet.

Die Unterschiede dieser Erscheinungen gegenüber den im vorhergehenden Abschnitt geschilderten, sind absolut eindeutig. Die Lichtstärke und die Existenz-zeit, während der der Leuchtkörper meist das ganze Gefäß durchwandert, sind unvergleichbar größer. Die Gestalt ist eine eindeutig begrenzte Tropfen- oder Birnform mit einer gewissen Brillanz, gegenüber der nur mattleuchtenden, flatternden „Besenflamme“ zu-vor und schließlich scheint die Erzeugung nunmehr von irgendwelchen Veränderungen im Luftraum (Stand-zeit!) abhängig zu sein.

Was konnte sich nun während dieser Standzeit im Gefäß verändert oder gebildet haben? Der Druck hat

sich feststellbar nicht geändert. Alle Teile des Gefäßes bis zum Vakuumgummischlauch wurden genauestens auf die Abgabe von Gasspuren untersucht und als für unsere Erscheinung nicht verantwortlich erkannt. Ebenso ist die mehr oder weniger große Feuchtigkeit von nicht ausschlaggebender Bedeutung. — Gereinigt wurde das Gefäß mit Benzol; anschließend jedoch gründlich nachgetrocknet, ca. $1\frac{1}{2}$ Std. mit Heißluft und anschließend längere Zeit auf Pumpenleistung ausgepumpt und mehrmals mit frischer Luft gefüllt, um sämtliche Reste des Reinigungsmittels zu entfernen. Ganz wenige Tropfen Benzol im Gefäß absichtlich verdampft und entzündet, zeigten niemals den gewünschten Effekt. Ebenso waren die Versuche erfolglos, wenn man kleine Mengen eines brennbaren Gases, wie Propan, in das Rohr gebracht hat. — Da vorerst nun brennbare Substanzen im Rohr nicht nachgewiesen werden konnten und ferner die ganze Erscheinung mit einer normalen bisher allgemein bekannten Verbrennung kaum irgendwelche Ähnlichkeiten aufweist, wurde der Gedanke einer Verbrennung zunächst gänzlich verworfen. Wurde das Gefäß längere Zeit, etwa 14 Tage lang nicht gereinigt, nur jeden Tag nach erfolgter



Abb. 4.
Günstigste
Elektroden-
anordnung.

Ablösung mit frischer Luft auf den gleichen Druck gefüllt, so ließ sich die Ablösung praktisch jeden Tag erreichen. — Daß aber nun doch das Benzol, bzw. geringe Spuren davon, für die ganze Erscheinung, die wohl als eine Sonderform der Verbrennung anzusprechen ist, verantwortlich sind, stellte sich heraus, als neue Gefäße,

die nicht oder mit Trichloräthylen gereinigt waren, verwendet wurden. Nun konnte selbst die längste Standzeit keine Ablösung mehr hervorbringen.

Nachdem nun also bekannt war, daß doch ganz geringe Beimengungen eines brennbaren Gases oder Dampfes für das Zustandekommen der Leuchtwolke vonnöten sind, gelang es auch, diese ohne Standzeit zu erzeugen. Die früheren Versuche mußten scheitern, da die Beimengungen stets zu hoch waren. Mit Benzol gelang der Versuch etwa in folgender Weise: Wenige Tropfen Benzol in das Gefäß gebracht und schnell ausgepumpt bis auf ganz wenige mm Hg, dann Luft eingelassen bis Atmosphärendruck und rasch nochmals evakuiert bis auf den fraglichen Druck. Gelingt es ferner, Schichtungen in dem Versuchsgefäß zu vermeiden, also eine gleichmäßige Verteilung des Gemenges zu erreichen, so lassen sich sehr schöne Ablösungen erzielen. Die gleichmäßige Durchmischung kann man bei langen Gefäßen etwa durch mehrmaliges Kippen und bei weiten Gefäßen durch Einbau eines kleinen Ventilators erreichen. — Den Versuchen mit Benzol haftet aber der große Nachteil an, daß man schwerlich sagen kann, wie groß nun die tatsächliche Beimengung sein muß. Die Versuche lassen sich aber auch mit Propan, Methan und ganz besonders leicht mit Wasserstoff realisieren.

Als *Versuchsgefäße* kamen hauptsächlich Glasröhren von 50 cm bis zu 2 m Länge und 6 bis 8 cm Innendurchm. in vertikaler und horizontaler Lage in Verwendung. Es ist dabei nun aber keinesfalls so, daß die Leuchtwolke immer den gesamten ihr zur Verfügung stehenden Rohrquerschnitt erfüllt. Sehr oft wurden Leuchtwolken von nur 2 bis 3 cm Durchm. in den 8 cm weiten Gefäßen beobachtet. Um etwaige Wand-

einflüsse aber mit größerer Sicherheit auszuschließen wurden die Versuche auch in einer 23 cm weiten, 50 cm hohen Glasglocke in der gleichen Weise durchgeführt. Den Abschluß der Gefäße bildeten Pertinax-, oder Metalldeckel. Die Elektrodendurchführungen und der Pumpstutzen waren in den Boden eingekittet.

Die ursprünglich verwendete *Elektrodenanordnung* mit einer Elektrode in einem Glasröhrchen wurde verlassen; als günstigste Anordnung wurden 2 leicht gewinkelte Eisenspitzen mit 5 bis 10 mm Spitzenabstand erkannt (Abb. 4). — Sich umhüllende Elektroden sind für diese Zwecke ungeeignet; selbst Kugelelektroden mit 10 bis 15 mm Durchm. erweisen sich noch äußerst ungünstig. Wie später gezeigt wird, muß an der Überschlagsstelle ein heißer Gasball bilden, was bei unserer Spitzenfunkenstrecke am leichtesten möglich ist; schon die Kugeln wirken dabei relativ kleinem Abstand als sehr störend und Wärmeableitend.

Als *Spannungsquelle* hat sich das schon mehrfach erwähnte kleine Induktium ohne parallel geschalteten Kondensatoren am besten bewährt. Sofern alle anderen Bedingungen dafür erfüllt sind, erreicht man dabei eine 100%ige Ablösungshäufigkeit; d. h. jeder Kippschaltstoß genügt für eine Ablösung. Legt man einen Kondensator bis zu 40 000 pF parallel, so wird diese schon etwas geringer. Die Ablösungshäufigkeit geht dann auf wenige % zurück, wenn man einen 10 KV geladenen Kondensator von 1,5 bis 6 μ F Zündfunken entladen will. In einem Versuch konnten z. B. 15 Entladungen eines Kondensators von 1,5 μ F mit 10 KV keine Ablösung erzeugen; ein ganz kurzes Einschaltmoment des Induktors genügte aber dazu. Daß diese stromstarken Entladungen nur sehr selten einer Ablösung führen, muß offenbar auf die Wirkung bei der Entladung zwischen Spitzen ziemlich starker Metalldampf Wolke zurückgeführt werden, die die Gasmenge im Augenblick der Entladung von der Funkenstrecke wegdrückt.

Die nötige *Gas- oder Dampfbeimengung* in % ist für verschiedene Stoffe verschieden. Ebenfalls unterschiedlich ist die Breite des %-Bereiches, in dem die Erscheinungen gerade noch möglich sind. — Bei Wasserstoffdampf läßt sich nach den bisherigen Methoden für das Zustandekommen einer aufsteigenden Leucht Wolke nötige Dampfbeimengung nur schwer feststellen; daß sie nur sehr gering sein kann, mag aus schon daraus zu ersehen sein, daß nach den angegebenen Trockenmethoden plus mehrmaligem restlosen Auspumpen der Gefäße nach der Reinigung mit Benzol immer noch genug Dampf für die Erscheinung im Gefäß sich bilden kann. — Mit Propangas lassen sich schöne Leucht Wolken bei 1,24% Gasbeimengung feststellen. Dagegen erhält man bei Wasserstoff Leucht Wolken zwischen 3,8 und 9%.

Ist die Gasbeimengung zu gering, so kann man mit eingeschaltetem Induktor, unmittelbar über dem Funkenübergang, zunächst ein ziemlich bewegtes bis $1\frac{1}{2}$ m großes Flämmchen von meist matt bläulicher Farbe beobachten. Wird die Gaskonzentration etwas erhöht, so geht das Flämmchen in ein lodernes Gebilde über, das bis zu 15 cm Höhe erreicht und über längere Zeit unverändert beobachtet werden kann, wobei man noch den Eindruck hat, daß es sich um ein zusammenhängendes Gebilde handelt. Bei noch etwas höherer Konzentration lassen sich dann allerdings schon einzelne

Ablösungen beobachten, die selbstständig etwa weiterfliegen.

Bei zu hoher Gasbeimengung kommt man dann in Gebiet der allseitigen Flammenausbreitung, also normalen Verbrennung. Vorweg sei an dieser schon erwähnt, daß dieser Punkt absolut nicht Widerspruch darstellen muß zu den Verhältnissen der Natur.

Bei Wasserstoff, wo der Bereich der Beimengung, in dem Leuchtwolken möglich sind, eine gewisse Breite hat, kann man eine sehr merkwürdige Beobachtung machen. Je höher man innerhalb dieses Bereiches Gasbeimengung wählt, umso vollständiger verdrängt das beigefügte Gas. So ist es zu erklären, daß mitunter bei geringen Beimengungen mehrere Ablösungen nacheinander bekommen kann, da die einzelnen sehr wenig der vorhandenen Gasmenge verdrängt. Beobachtet wurde diese Erscheinung in seltenen Fällen auch schon bei Benzoldampf.

Die *Druckgebiete*, in denen ursprünglich gearbeitet wurde, insbesondere bei den Versuchen mit Standzeit, sind die nämlichen wie bei der HERTZschen Arbeit, zwischen 40 bis 100 bis 200 Torr. Nachdem die Gasbeimengungen aber einmal als Ursache für Leuchtwolkenbildung erkannt waren, ließ sich die Einstellung in gleicher Weise bei Drucken bis zu Sphärendruck erreichen. — Die für die Erscheinung nötigen Gasbeimengungen in % ändern sich in verschiedenen Druckgebieten nicht merklich. Das Verhalten der Leuchtwolken wird durch den Druck im Gefäß nur sehr wenig beeinflusst.

In den meisten Versuchen wurden bei *Temperaturen* um 15° C durchgeführt; unter 15° C nimmt die Ablösungseigenschaft etwas ab.

Der *Feuchtigkeitsgehalt* der Luft im Gefäß scheint Bedeutung für den Vorgang zu sein.

Magnetische und *elektrische Felder* zeigen keinen Einfluß auf die hindurchstreichenden Leuchtwolken. Die *Gestalt* der Leuchtwolken ist meist stromlinienförmig von 3 bis 7 cm Durchm. und 7 bis 20 bis 25 cm Länge. Selten wurden absolut kugelförmige Leuchtwolken von 2 bis 4 cm Durchm. beobachtet; öfter haben die Ablösungen eine quallenförmige Gestalt von mehr oder weniger großer Länge. Für die Formänderungen der Leuchtwolken sind unter Linie thermische Strömungsvorgänge innerhalb des Gefäßes und die nicht ganz homogene Gasladung verantwortlich.

Von unserem Gesichtspunkt aus sehr interessant ist die öfters zu beobachtenden *Gestaltsänderungen* während der Existenzzeit; daß die Leuchtwolke etwa von einer Funkenstrecke als kleines Kügelchen beginnt als großer Stromlinienkörper nach wenigen Sekunden am Gefäßdeckel anlangt oder, die einmal geworfene größere Leuchtwolke auf ihrem Weg langsam zerfällt und schließlich, daß ein größerer Stromlinienkörper in mehrere kleine zerfällt, die sich aber teilweise wieder vereinigen können. Derartige Beobachtungen treten man eher bei geringeren Gaskonzentrationen. Die *Farbe* der Leuchtwolke war in unseren gegenwärtigen Fällen meist blau bis grün bis violett, kann aber auch alle anderen Farben annehmen. Sie ist in der Linie natürlich abhängig von dem in der Leuchtwolke verbrennenden Gas und nicht zuletzt von irgendwelchen Verunreinigungen auftretenden Substanzen im Gas bzw. in der Luft. Wie schon früher gesagt,

hat man den Eindruck einer elektrischen Glimmentladung, eines glasig nur an der Oberfläche leuchtenden Hohlkörpers und nicht den einer Verbrennung. — Die Farbe muß jedoch nicht immer einheitlich sein, es wurden auch Leuchtwolken beobachtet, die etwa einen Übergang von rot bis blau zeigten, oder solche, die eindeutige Längsstreifen aufwiesen.

Die *Lichtstärke* ist ebenfalls für die verschiedenen Gase sehr unterschiedlich. Während reiner Wasserstoff ein sehr blasses blaues Licht ausstrahlt, das nur im verdunkelten Raum mit ausgeruhtem Auge gut wahrnehmbar ist, sind die Leuchtkörper, die durch Benzoldampf oder Propan erzeugt werden, auch im ganz hellen Zimmer noch gut zu erkennen. Bei der Wasserstoffwolke mit ihrer geringen Eigenleuchtdichte kann man die Einflüsse von Verunreinigungen, die in der Flammenfront dann thermisch aufglühen, gut beobachten. — Die Leuchtkörper photographisch festzuhalten ist bisher auf die übliche Weise leider noch nicht gelungen, es wäre evtl. nach der TOEPLERSchen Schlierenmethode möglich.

Die *Wanderungsgeschwindigkeit* der Leuchtwolken liegt in den meisten Fällen zwischen $\frac{1}{3}$ und 10 m/sec. Obwohl die äußeren Versuchsbedingungen oftmals gänzlich unverändert zu sein scheinen, bekommt man doch sehr verschiedene Geschwindigkeiten. — In einem Fall zeigte die Leuchtwolke ein ganz besonderes Verhalten. Ein Leuchtkörper von 3 cm Durchm. und 7 cm Länge stieg in dem 2 m langen Gefäß bis zur Hälfte empor, blieb dort leicht wippend ca. 3 Sekunden an der Stelle stehen und setzte dann seinen Weg nach oben fort.

Während ihrer Laufzeit verursacht die Leuchtwolke meist keinerlei *Geräusch*, bei höheren Gaskonzentrationen kann man mitunter ein leichtes Rauschen wahrnehmen. Findet die Auflösung noch vor Erreichen des Gefäßdeckels statt, so ist sie stets geräuschlos; die Auflösung nach Anstoßen am Deckel kann in sehr seltenen Fällen von einem Krachen begleitet sein.

Die *Auflösung* der Leuchtwolken erfolgte bei den Versuchen meist nach Anstoßen und Wulstbildung am Gefäßdeckel, aber auch ein Erlöschen unterwegs konnte gar nicht selten beobachtet werden.

Der *Geruch*, wenn man nach den Versuchen das Gefäß öffnet, ist stets scharf stickend. Es handelt sich dabei wohl um die Verbrennungsrückstände und evtl. um etwas Stickoxyd, das an der zündenden Funkenentladung gebildet wurde.

Als sichtbare *Rückstände* kann man unmittelbar nach dem Erlöschen der Leuchtwolken oftmals einen Nebel im Gefäß bemerken. Bei einer Reinigung des Gefäßes nach mehreren Ablösungen zeigt sich an dem Reinigungslappen ein leicht brauner Niederschlag.

Für uns von Bedeutung ist auch das *Verhalten* der Leuchtwolke *gegen Metall*. Ein ca. 25 cm langes an der Innenseite des Glasrohres anliegendes Kupferrohr über die Elektroden gestülpt und mit einer Überschlageselektrode verbunden, zeigt keinen Einfluß auf die Leuchtwolke; sie ging unbehindert hindurch. — Eine 0,5 mm starke Messingscheibe an Seidenfäden auf halber Höhe im Gefäß aufgehängt, wurde von der Leuchtwolke krachend ca. 50 cm nach oben geworfen. — Diese Scheibe, die den ganzen Rohrquerschnitt erfüllte, mit einem 7 mm weiten Loch in der Mitte, über Hartgummistäben am Gefäßdeckel befestigt, verursachte unter 10 Versuchen 7 mal ein Erlöschen der Leuchtwolke,

3 mal ging sie durch das Loch in der Mitte der Scheibe hindurch und erreichte auf der anderen Seite wieder ihre volle Größe.

Erklärung der Leuchtwolken.

Derartige Verbrennungserscheinungen, die sich nicht nach allen Seiten ausdehnen, in einem für die normale Verbrennung zu mageren Gasmisch, wurden 1914 von COWARD und BRINSLEY erstmals beobachtet. Genauer untersucht wurden die Verhältnisse, da sie sich hier besonders gut reproduzieren und übersehen lassen, hauptsächlich bei Wasserstoff. — Es ist zunächst unerklärlich, wie die Verbrennung überhaupt aufrecht erhalten werden kann, wenn man überlegt, daß 4% H_2 in Luft bei vollständiger Verbrennung die Temperatur, unter Berücksichtigung der Wärmekapazität der Gase, höchstens von 20 auf 350° C steigern können. Bei dieser Temperatur sind Wasserstoff und Sauerstoff aber noch nebeneinander beständig; eine freiwillige Zündung ihrer Mischung würde bestenfalls bei 550° C erfolgen. Nun werden die Verhältnisse aber noch paradoxer, wenn man bedenkt, daß bei geringen Gasbeimengungen ja überhaupt nur ein Bruchteil davon verbrannt wird; bei 4,3% H_2 rund nur 1/10. So würde die mittlere Temperatur der Gassäule überhaupt nur auf 50 bis 60° C steigen. P. HARTECK stellte als erster die Vermutung auf, die Leuchtwolke könnte durch Zudiffusion in die Flammenfront ernährt werden. Danach müßte man sich vorstellen, in der Nähe der Zündstelle finde eine Teilverbrennung statt und der dabei gebildete heiße Gasball werde nun auf seiner Bahn in der geringen Gaskonzentration durch Diffusion in die Ballgrenze auf der höheren für die Verbrennung nötigen Temperatur erhalten. Experimentell bestätigt wurde dieser Gedanke durch mehrere Arbeiten von K. CLUSIUS [8], in denen er zeigen konnte, daß die Leuchtwolkenzündgrenzen für leichten und schweren Wasserstoff verschieden sind und daß der beobachtete Unterschied tatsächlich dem verschiedenen Diffusionsvermögen der beiden Isotope quantitativ entspricht. — Fast noch eindrucksvoller tritt der Einfluß der Diffusion hervor bei Wasserstoff-Deuteriumsgemischen als Gasbeimengungen. Die Leuchtwolke bewirkt darin eine teilweise Entmischung, da das schneller diffundierende H_2 vor dem D_2 in der Leuchtwolke verbrennt.

Parallelen bei Kugelblitz und Leuchtwolken.

Im Folgenden werden sämtliche Punkte der bekannten KB-Eigenschaften mit denen der Leuchtwolken in geringen Gaskonzentrationen unter dem normalen Zündpunkt verglichen.

Gestalt: Beim KB meist als kugel- bis birnförmig angegeben. — Völlige Übereinstimmung mit dem Versuch.

Größe: Beim KB von Eigröße bis zu 20 m Durchm. beobachtet. — Im Versuch nach oben hin durch die Gefäße begrenzt.

Farbe: Beim KB sämtliche Farben des Spektrums beobachtet. — Im Versuch durch verschiedene Beimengungen realisierbar.

Aussehen: Beim KB meist als glasig durchsichtige Hülle beschrieben. — In Übereinstimmung mit dem Versuch.

Lichtstärke: Beim KB unterschiedlich, meist jedoch auch bei Tag noch gut wahrnehmbar. — Kein Widerspruch zum Versuch.

Geschwindigkeit: Beim KB meist von 0 bis zu vgen m/sec beobachtet. — In Übereinstimmung dem Versuch.

Bestandzeit: Beim KB vom Bruchteil einer bis mehreren Sekunden bis Minuten beobachtet. Ebenfalls im Versuch durch die Gefäße begrenzt.

Temperatur: Beim KB meist als sehr gering angegeben. In den wenigen Fällen, wo von Schmelzungen die Rede ist, können diese nur durch einen starken Initialblitz verursacht worden sein.

Geruch: Beim KB stets als scharf und stickend zeichnet. — Auch in diesem Punkt in Übereinstimmung mit den Versuchen.

Geräusch: Beim KB selten ein leichtes Rauschen beobachtet, meist erfolgt die Wanderung geräuschlos. — Ebenfalls kein Widerspruch zum Versuch.

Auflösung: Beim KB meist geräuschlos, mitunter wurde ein Endknall beobachtet. Dieser dürfte in manchen Fällen wohl der Donner von einem malen Initialblitz sein, oder, wenn der KB auf Stelle mit höherer Gaskonzentration trifft, wird kleine Explosion den Abschluß bilden, wie man aus einigen Schilderungen hört. — Kein Widerspruch zum Versuch.

Rückstand: Beim KB am Ort der Auflösung oft als graubrauner Nebel geschildert. — Dieser läßt sich sehr gut mit den Leuchtwolkensuchen erklären.

Auftreten: Von KBen während der ganzen Dauer Gewittern beobachtet; in wenigen Fällen auch Gewitter etwa an einer Hochspannungsleitung Augenblick eines Überschlages gebildet. — Geht das Auftreten von KBen ohne Gewitter ist ein besondere Stütze des Leuchtwolkengedankens.

Wirkung auf den Menschen: Der KB ist meist gefährlich, selten wurden leichte Brandwunden verursacht und ganz selten hört man von tödlichen; wobei die letzteren sicher auf Auswirkungen Initialblitzen zurückzuführen sind. Der zündende Initialblitz ist oftmals nicht allzu weit von der Beobachtungsstelle entfernt und so kommt es gerade daß dessen Auswirkungen, als Auswirkungen KBes gedeutet werden. — Daß eine kurze Berührung mit einer Leuchtwolke ungefährlich ist, sogar als garnicht besonders warm empfunden wird ist ohne weiteres einzusehen.

Mechanische Wirkungen: Beim KB meist keine beobachtet, selten Furchen in den Erdboden gegraben oder Leitungsmasten abgebrochen. Hier ist ebenfalls wieder so, daß die kraftvollen Auswirkungen nur von einem Initialblitz herrühren können ganz gleich, welche KB-Theorie man zu Grunde legt, derartige Auswirkungen lassen sich mit keinem deuten.

Elektrische Wirkungen: Beim KB in seltenen Fällen starke elektrische Felder beobachtet. Auch in diesem Punkt ist wohl anzunehmen, daß die in den Experimenten beobachteten Glimmerscheinungen usw. durch den in der Nähe niedergegangenen Initialblitz verursacht wurden.

Besondere Eigenschaften: Beim KB Teilung und Verschmelzung einzelner Leuchtmassen öfters beobachtet; ebenso Volumen- zu oder -abnahme einer einzelnen Leuchtmasse. In seltenen Fällen soll ein durch Schlüssellocher oder dgl. hindurchgegangen sein. Metallen gegenüber verhält er sich stets r

al; d. h. er wird davon nicht angezogen. — Diese Punkte lassen sich im Versuch einzig und allein mit den Leuchtwolken der Diffusionsverbrennung realisieren und sind somit eine wesentliche Stütze dieser Auffassung.

Für die Übertragung der Versuchsbedingungen in die Natur ist es lediglich notwendig, daß wir in einem bestimmten Luftraum angenähert die gleiche geringe Konzentration eines brennbaren Gases vorfinden. Brennbare Gase finden sich in Luft normalerweise sehr selten in verhältnismäßig so hoher Konzentration, wie sie für unsere Zwecke brauchen. Nur in großen Ausnahmefällen wird sich, durch besondere Umstände begünstigt, die für unsere Überlegungen nötige Gaskonzentration in einem gewissen Raum einstellen und zwar, was ebenfalls in den Seltenheitsfaktor der KBe eingeht, muß dann gerade in der Nähe dieses Raumes eine Initialentladung stattfinden, die die Zündung auslöst (Blitzschlag oder evtl. auch Überschlag an der elektrischen Anlage).

Nun wird sich aber sofort die Frage erheben, wenn der KB-Mechanismus wirklich so funktioniert und die Gaskonzentration zu gering ist, so passiert nichts — passiert aber, wenn die Konzentration einmal den kritischen Wert übersteigt? In diesem Falle wird eine intensive Ausbreitung der Flamme stattfinden; man kann also eine größere Fläche mehr oder weniger gleichmäßig aufleuchten sehen. Die mittlere Erwärmung ist dabei aber, da es sich doch niemals um allzu hohe Gaskonzentrationen handelt und das Aufflammen nur kurzzeitig ist, ebenfalls keine höheren Werte erreicht. (Man denke an eine kurzzeitige Berührung mit einer normalen Flamme). Wir hätten somit eine sehr deutliche Deutung für die ebenfalls noch ziemlich unklaren Flächenblitzerscheinungen. Viele der beobachteten Flächenblitze sind sicher nur größere Wolkenpartien, die durch einen nicht direkt sichtbaren Kugelblitz beleuchtet werden. Es gibt aber auch eine andere Form von Flächenblitzen, die bis in Bodennähe beobachtet worden sind und mit Reflexionen von Kugelblitzen sicher nichts zu tun haben [9]. Sie unterscheiden sich schon durch ihr Bandenspektrum grundlegend von den Initialblitzen mit ihrem Linienpektrum. — Derartige allseitige Durchzündungen lassen sich auch im Versuch, besonders in weiteren Gängen, bei zu hohen Gaskonzentrationen schön beobachten.

Es sei an dieser Stelle noch bemerkt, daß das Vorkommen brennbarer Gase (hauptsächlich Methan) in der Natur größer ist, als normalerweise angenommen. So tritt z. B. im Tal der Rott (Niederbayern) Methan in solchen Mengen auf, daß es zum Betrieb von Motoren verwendet werden kann. Ferner wird in allen gasreichen Gegenden Gas von der Erde abgegeben¹. Schließlich wird ja auch von allen Sümpfen und Mooren Methan abgegeben.

Verschiedene neuere KB-Schilderungen aus der Literatur, die der Durchführung dieser Arbeit und den Jahren 1950 bis 1952 lassen sich bestens mit dem Gedanken einer Diffusionsverbrennung erklären:

Als Beweis dafür, wie sehr Kohlevorkommen mit dem Erdgas gekoppelt sind, sei auf eine Betriebskontrolle in der Kohlenzechen hingewiesen, wo sich gezeigt hat, daß das Gas in den Ventilatoren entfernte „Grubenwetter“ solche Mengen Methan enthalten hat, daß dessen Heizwert den der geförderten Kohle überstieg.

Während eines Gewitters wurde in Obing/Obb. bei völliger Dunkelheit auf 10 bis 12 m Entfernung eine blendende helle Kugel von der Größe des Vollmondes in 3 bis 4 m Höhe über dem Erdboden schwebend beobachtet. Die Sichtdauer der Erscheinung war 3 bis 4 Sekunden, dann löste sie sich von unten nach oben auf, sodaß zunächst noch eine nach oben gewölbte und nach unten ausgefranzte Kuppe wenige Sekunden bestehen blieb. (Eine besondere Ähnlichkeit mit einigen Versuchen.) Aus dem Überrest sollen sich dann noch mehrere fingerdicke ziemlich lange Tropfen abgelöst haben, die aber von der Erde nicht angezogen wurden. — An der selben Stelle wurde vor einigen Jahren schon einmal ein KB beobachtet.

Ein Telefonarbeiter aus Tegernsee schildert dem Verf. wie er, in Enterrottach von einem Gewitter überrascht, von einem Telefonmast aus einen KB beobachten konnte, der ohne die geringste Beeinflussung unter einer Hochspannungsleitung hindurch langsam hin und her rollte, bis er schließlich spurlos verschwand. Die äußerliche Beschreibung war absolut die eines Leuchtkörpers bei Diffusionsverbrennung.

In der Gegend von Augsburg, in Willmatshofen, rollte kurz nach Eintritt der Dunkelheit ein KB von ca. 50 cm Durchm. auf eine Frau zu (diese hielt ihn für einen Feuerwerkskörper), rollte ihr über die Füße und explodierte unmittelbar darauf in einer Feuersäule ohne Schaden angerichtet zu haben. — Offenbar ist die Gaskonzentration an dieser Stelle größer geworden, sodaß eine allseitige Flammenausbreitung stattfinden konnte.

Soweit nur einige Beispiele. Mit einiger Sicherheit dürfte man auf Grund der Versuche sagen können, daß der KB bestimmt nicht elektrischer Natur ist. Der elektrischen Initialentladung fällt nur die auslösende Aufgabe der Zündung der Diffusionsverbrennung zu. Ob die die Verbrennung unterhaltende Substanz nun unbedingt schon zuvor vorhanden sein muß, wäre evtl. noch zu überlegen. Es wäre vielleicht denkbar, daß Wasserstoff durch Dissoziation aus Wasserdampf durch die Initialentladung erst gebildet wird; oder daß andere brennbare Stoffe, die bei der starken Funkenentladung entstehen, schließlich die Bedingungen für die Existenz von KBen schaffen könnten.

Unterschied zwischen Kugel- und Perlschnurblitzen.

An dieser Stelle sei auch der grundlegende Unterschied zwischen Kugel- und Perlschnurblitz einmal hervorgehoben, die in der Literatur stets als ein und dasselbe Phänomen — evtl. noch mit verschiedenen Entwicklungsstufen — gedeutet werden. Bei einigem Studium der Beobachtungen wird man aber erkennen, daß es sich dabei um 2 grundsätzlich verschiedene Erscheinungen handelt. Der Perlschnurblitz wird stets als eine Anzahl von Leuchtperlen beschrieben, die eine bestimmte Bahn von oben nach unten bezeichnen. Die ganze Erscheinung bewegt sich, wenn überhaupt, nur sehr wenig in seitlicher oder vertikaler Richtung, wobei die einzelnen Perlen aber ihren gegenseitigen Abstand beibehalten. Es hat eben tatsächlich den Anschein, als wären die einzelnen Perlen an einer Schnur aufgereiht. — Dem gegenüber stehen die Bewegungen der KBe, nach allen Seiten auf den kuriossten Bahnen, in absolutem Gegensatz. Auch wenn in Ausnahmefällen mehrere KBe gleichzeitig auftreten, bleiben diese einzeln frei beweglich (sofern sie sich nicht berühren und dann vereinigen). — Als Deutung für den Perlschnurblitz kommt nur der TOEPLERSche Büschellichtbogen in Betracht. Die Versuchsergebnisse lassen sich dabei 100%ig in die Natur übertragen.

Zusammenfassung.

Aus einer großen Zahl von alten und neuen KB-Beobachtungen wurden sämtliche KB-Erscheinungs-

formen und -Eigenschaften zusammengestellt. Weiter wird eine der am häufigsten mit dem KB verwechselten Überspannungserscheinung beschrieben.

Die bisher für die Deutung der KBe meist angeführten Theorien wurden experimentell eingehend untersucht und als ungenügend oder überhaupt unbrauchbar erkannt.

Eine Beobachtung von H. HERTZ aus dem Jahre 1883, daß jede stärkere Initialentladung eine zeitlich meßbare, nachleuchtende Wolke zurückläßt, wird mit den KB-Erscheinungen in Verbindung gebracht und zeigt einige Ähnlichkeiten mit dem KB. Die über den letztgenannten Versuchen gemachte Beobachtung einer Diffusionsverbrennung von geringen Gasbeimengungen in Luft unter dem normalen Zündpunkt wird eingehend untersucht, da sie die bisher größte Ähnlichkeit mit dem KB aufweist. Eine Gegenüberstellung der KB-Eigenschaften mit denen der Leuchtwolken bei Diffusionsverbrennung bringt eine gute Übereinstimmung. Gleichzeitig ergibt sich aus dieser Auffassung vom KB eine Deutung einer Art von Flächenblitzen. Der KB wird als eine von dem Perlschnurblitz grundsätzlich verschiedene Erscheinung erkannt, wobei der letztere eindeutig durch den TOEPLERSchen Büschellichtbogen erklärt ist.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor W. O. SCHUMANN, danke ich für die Anregung zu der Arbeit und für das große Interesse, das er ihr entgegengebracht hat.

Literatur [1] Mitt. d. Hermsdorf-Schomburg Isolator G.m.b.H. 1926 Heft 25. — BRAND, W.: Der Kugelblitz, Proh der kosmischen Physik II/III, Hamburg 1923. — SAUTER: Kugelblitze, Beilage z. Progr. d. Kgl. Realgym. Ulm, 189. 1892. — ARAGO, F.: Originalmitteil. 1838. — ETZ, 56, S. 440. — PROCHNOW, O.: Erdball und Weltall, Berlin. Der Naturforscher 1929, IV. — KÄHLER, K.: Elektrizität Gewitter, Berlin 1924. — LESS, E.: Meteorol. Zeitschr. 1901, S. 39. Div. Einzelbeobachtungen aus den meteorologischen Zeitschr. — [2] TOEPLER, M.: Ann. d. Phys. 2, (190) 560. Meteorol. Zeitschr. 17, (Dez. 1900). Meteorol. Zeitschr. (1917) S. 225. — [3] GÖCKEL, A.: Das Gewitter, Berlin 192. [4] HESSEHUES, N. A.: Physikal. Zeitschr. 2, (1901) S. 57. Meteorol. Zeitschr. 17, (1900) S. 382. — [5] WALTER, B. Meteorol. Zeitschr. 26, (1909) S. 217. — [6] NEUGEBAUER, Zeitschr. f. Phys. 106, (1937) S. 474. — [7] HERTZ, H.: Arch. Phys. 19, (1883) S. 78. — [8] CLUSIUS, K.: Zeitschr. f. Naturforschung 3a, (1948) S. 386. Zeitschr. f. Naturforschung, (1947) S. 97. — [9] MACHE, H. u. E. v. SCHWEIDLER: Die atmosphärische Elektrizität, Braunschweig 1909.

Dr. Ing. HERBERT NAUER
Neumühle b. Miesbach/Ot

Beitrag zum quantitativen Verlauf der Entladungsgenetik.*

Von EMIL PFENDER, Stuttgart.

(Aus dem Elektrotechnischen Institut der T. H. Stuttgart.)

Mit 7 Textabbildungen.

(Eingegangen am 28. April 1953.)

Einleitung und Ziel.

Die an einer Entladungsstrecke möglichen Entladungserscheinungen pflegt man in Form einer sogen. Genetik darzustellen. Aus dieser ist zu erkennen, in welcher Weise die verschiedenen Entladungsformen — Vorstrom, Glimmstrom, Bogenstrom — ineinander

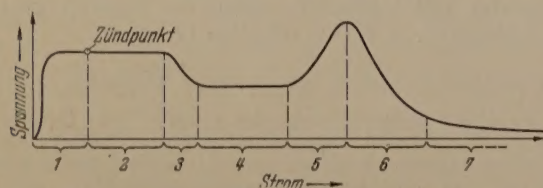


Abb. 1. Schema einer vollständigen Entladungsgenetik.
1 Vorstrom; 2 Townsendgebiet; 3 unternormales Glimmgebiet;
4 normale Glimmentladung; 5 anomale Glimmentladung;
6 Übergangsgebiet zur Bogenentladung; 7 Bogenentladung.

übergehen. Man beschränkt sich dabei oftmals auf die Angabe des rein qualitativen Verlaufs dieser Genetik [1] (Abb. 1). Wenn man nach dem quantitativen Verlauf fragt, so findet man in der Fachliteratur verhältnismäßig wenig ausführliche Untersuchungen. Es sei hierzu genannt die Darstellung von SEELIGER [2]. Bei einer Reihe von Autoren, wie bei DOSSEMIERDEL [3], bei KÜPFMÜLLER [4], bei OBERDORFER [5], bei v. ENGEL und STEENBECK [6], bei J. D. COBINE [7] ist zu vermuten, daß die Genetik aus einzelnen Teilen, die an verschiedenen Gefäßen gemessen wurden, zusammengesetzt ist. Dieses Zusammensetzen der „vollständigen“ Entladungsgenetik aus

solchen einzelnen Teilen deutet auf die experimentellen Schwierigkeiten hin, welche sich bei Messung an ein und demselben Entladungsgefäß ergeben. In den Darstellungen, z.B. die von UYTERHOEVEN bringen wohl die Genetik an ein und demselben Entladungsgefäß, enthalten aber keine Angaben über Meßmethode und über diejenigen Teile der Genetik, bei denen stabile Meßpunkte überhaupt möglich sind.

Als einen Mangel muß man die in der Regel fehlenden Angaben über die Frage der Reproduzierbarkeit der einmal gemessenen Genetik empfinden. Wenn man zu quantitativen Darstellungen übergehen will, müssen solche Angaben gefordert werden. Die Erfahrung lehrt, daß es insbesondere die stromschwachen Bereiche der Genetik sind, welche hinsichtlich der Reproduzierbarkeit Schwierigkeiten bereiten.

Mit der vorliegenden Untersuchung soll nun ein Beitrag zur Schließung der aufgezeigten Lücke in der Fachliteratur gegeben werden. Es soll die Genetik einer Niederdruckentladung über möglichst weite Strombereiche gemessen werden und zwar am gleichen Entladungsgefäß. Ferner soll das Maß der Reproduzierbarkeit festgestellt werden und dabei jene Faktoren bestimmt und weitgehend unwirksam gemacht werden, welche sich der Realisierung der Reproduzierbarkeit entgegenstellen. Die Anforderungen, die durch das vorgezeichnete Ziel an ein Entladungsgefäß gestellt werden, sind begreiflicherweise sehr hoch. Die Erreichung des gesteckten Zieles ist eng verknüpft mit der Auswahl zweckmäßiger Werkstoffe für die Herstellung des Entladungsgefäßes.

* Auszug aus Diplomarbeit Stuttgart.

Die Versuchsgefäße.

Es wurde eine größere Zahl von Versuchsgefäßen hergestellt. Drei davon sollen näher beschrieben werden. Gefäß 1 besteht aus Jenaer Glas mit Molybdäumschmelzungen, einer Quecksilberkathode und einer Anode aus Reinnickel. In dieses Gefäß wurden 0,1 Torr spektralreines Ar eingefüllt. Der Elektrodenabstand beträgt 2,5 cm. Gefäß 2 besteht aus gleichen Werkstoffen, besitzt jedoch eine Anode aus Graphit und eine Grundgasfüllung von ca. 4 Torr reinem Ar bei einem Elektrodenabstand von 3,5 cm. Gefäß 3 ist in Duranglas mit Wolframschmelzungen und Wolfram-Elektroden ausgestattet. Die zylindrischen Elektroden sind bei einem Durchmesser von 4 mm und einer Länge von 8 mm vorne jeweils durch eine polierte Kugelkalotte geschlossen. Die Elektroden und Elektrodenzuführungen sind aus einem Stück gefertigt, wobei die Zuführungen durch eng anliegende Quarzröhrchen abgedichtet sind. Dieses Entladungsgefäß wurde mit 0,1 Torr spektralreinem Griesheimer Neon gefüllt. Der Elektrodenabstand beträgt 1,5 cm.

Es waren zunächst die Voraussetzungen zu schaffen, die den ungünstigen Einfluß der inneren Glaswandung auf die Güte und Stabilität des Vakuums ausschließen, d. h. es war der Wassergehalt an der unmittelbaren Glasoberfläche zu entfernen. Hierzu wurden die Gefäßkolben vor dem Zusammenbau in einem von Schaufelberger [9] angegebenen Verfahren zunächst in heißer Chrom-Schwefelsäure entleert und dann einige Stunden in destilliertem Wasser geteilt. Die so behandelten Glasoberflächen sollen nachfolglich Hygroskopie Quarzoberflächen nicht nachahmen. Das Evakuieren wurde an einer Hochvakuumpumpe vorgenommen, deren Endvakuum bei ca. 10^{-6} Torr liegt. Fettdämpfe und dgl. wurden mit Kohlendioxid oder flüssiger Luft ausgefroren. Die Kathode bei Gefäß 1 wurde mit Hilfe eines Bogenbrenners mehrmals auf helle Rotglut erhitzt, bis eine merkliche Gasabgabe mehr erfolgte. Zwecks Reinigung der Oberfläche erfolgte dasselbe noch einmal in Wasserstoff bei ca. 50 Torr, bis die Oberfläche vollkommen blank erschien. Zur Entfernung des adsorbierten und okkludierten Wasserstoffs wurde anschließend noch mehrmals im Hochvakuum geglüht. Gefäß 2 besteht die Anode aus aschearmem Graphit. Diese Anode wurde nach einem von ELTZIN und JEWLEW [10] angegebenen Verfahren bei einer Temperatur von 1300 bis 1500° C entgast. Nach oben wurde die Anode durch eine dicht anliegende Glasglocke geschützt. Bei Gefäß 1 und 2 wurde doppelt umdestilliertes Quecksilber der Fa. Merck, Darmstadt im Vakuum eindestilliert, wobei das zur Verpflung angewandte Sandbad maximal auf 200° C erhitzt wurde. Um die Zündspannung in erträglichen Grenzen zu halten, erhielten die Gefäße eine Grundfüllung von spektralreinem Griesheimer Argon. Gefäß 3 wurde nach dem Evakuieren mehrere Stunden bei 400° C ausgeheizt. Da die Energie des Glühbogens hier nicht ausreichte um die Elektroden zu reinigen, erfolgte die Erhitzung über eine strom-

starke Entladung (200 mA) in verdünntem Neon. Die Kathode kam dabei jeweils bis an die Grenze der Weißglut. Zur Reduktion der verhältnismäßig stark oxydierten Elektrodenoberflächen wurde dasselbe Verfahren in Wasserstoff von 50 Torr wiederholt. Der Erfolg war einwandfrei zu erkennen.

Schaltung und Meßmethode.

Zur Messung der Entladungsgenetik wurde die übliche Schaltung angewandt, die in Abb. 2 wiedergegeben ist. Die Stromversorgung erfolgte durch zwei

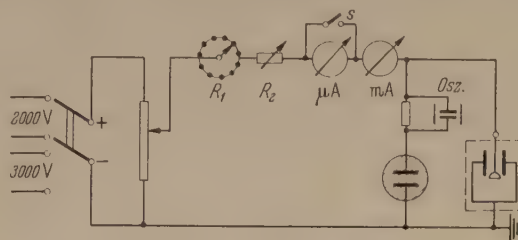


Abb. 2. Schemat. Bild der Meßanordnung.

Netzgeräte, die wahlweise verwandt werden konnten. Das erste Netzgerät mit einer maximalen Spannung von 2000 Volt ist elektronisch stabilisiert. Es weist eine Spannungskonstanz von 0,1% auf und ist sehr fein regelbar. Für das Übergangsgebiet zum Bogen und für die Bogenentladung selbst wurde das zweite

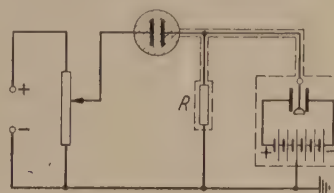


Abb. 3. Anordnung zur Messung kleinster Ströme.

Netzgerät verwandt, das mit Glühkathoden — Hg — Dampfgleichrichtern ausgestattet ist. R_1 ist als stufenweise regelbarer Vorschaltwiderstand mit Zwischenkontakten versehen, so daß der Stromkreis beim Umschalten nicht unterbrochen wurde. R_2 ist ein kontinuierlich regelbarer Widerstand. Auf diese Weise war es in Verbindung mit der sehr fein regelbaren treibenden Spannung möglich, jede Lage der Widerstandsgeraden $R_1 + R_2$ zu realisieren. Die Spannung am Entladungsgefäß wurde mit Hilfe eines Einfaden-Elektrometers in idiostatischer Schaltung gemessen. Diskontinuierliche Entladungen — auch Intermittenzen genannt — konnten durch Ankoppelung eines Elektronenstrahloszillographen sichtbar gemacht werden. Die Strommessung im Vorstrom- und Townsendgebiet erfolgte mit einem Multiflex-Galvanometer bei einer Empfindlichkeit von $6,1 \cdot 10^{-10}$ A/mm. Gelegentlich wurde bei den Vorstrommessungen auch die Schaltung nach Abb. 3 angewandt. Bei dieser Methode wurde der Strom indirekt über den Spannungsabfall am Hochohmwiderstand R gemessen. Bei einer Empfindlichkeit des Elektrometers von $2 \cdot 10^{-2}$ Volt/Skt. und einem Vorschaltwiderstand $R = 2 \cdot 10^9$ Ohm konnten damit noch Ströme von 10^{-11} Amp. registriert werden. Eine Vergrößerung von R und damit eine Empfindlichkeitssteigerung ist nicht angebracht, weil der Isolationswiderstand des Entladungsgefäßes eine Grenze setzt. Bei einem Isolationswiderstand von 10^{13} bis 10^{14} Ohm fließt bei 100 Volt Elektroden-

Der Fa. Conradt-Nürnberg sei für die Überlassung der Elektroden verbindlichst gedankt.
Der Fa. TEKADE in Nürnberg sei für die Übernahme der Arbeiten sowie für den fachgemäßen Transport im Vakuum verbindlichst gedankt.

spannung bereits ein Isolationsstrom von 10^{-11} bis 10^{-12} Amp. Die aufgezeigte Meßmethode hat sich im Rahmen der gestellten Aufgabe bewährt.

Versuchsergebnisse.

Die Meßresultate sind in den Abb. 4 bis 7 wiedergegeben. Die gestrichelten Bereiche geben jeweils die Teile der Genetik wieder, in denen sich keine stabilen Meßpunkte realisieren ließen. Abb. 4 zeigt einen

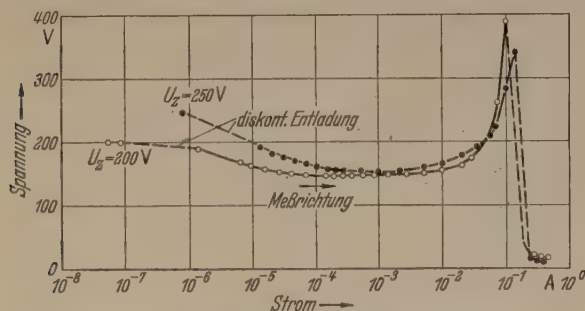


Abb. 4. Entladungsgenetiken (gemessen an Gefäß 1).

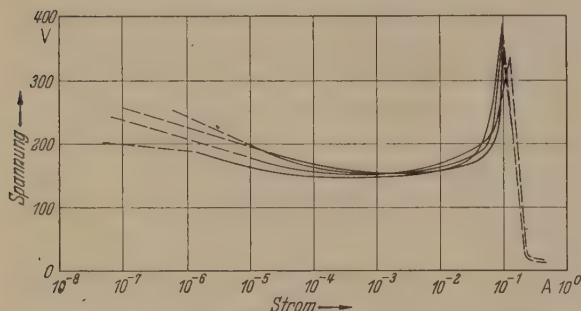


Abb. 5. Die Reproduzierbarkeit der Entladungsgenetiken (gemessen an Gefäß 1).

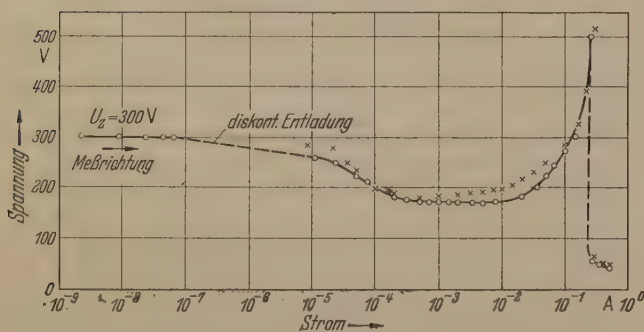


Abb. 6. Entladungsgenetik (gemessen an Gefäß 2).

○○○○ 1. Meßreihe, ×××× 2. Meßreihe.

Teil der an Gefäß 1 gemessenen Genetiken, die während eines Zeitraums von ca. 6 Monaten aufgenommen wurden. Der Übersichtlichkeit halber sind in dieser Abb. nicht alle Genetiken, die gemessen wurden, wiedergegeben. Auch konnten bei dem gedrängten Strommaßstab bei weitem nicht alle Meßpunkte eingetragen werden. Eine größere Zahl von Messungen sind in Abb. 5 dargestellt. Auf die Angabe der Meßpunkte wurde hier aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet. Sie liegen entsprechend stetig wie in Abb. 4. Gerade diese Darstellung läßt gut erkennen, wie hoch das Maß der Reproduzierbarkeit bestenfalls bei den vorliegenden Gefäßen getrieben werden konnte. Die Vorströme liegen bei Gefäß 1 und 2 unterhalb der Isolationsströme und konnten daher nicht gemessen werden. Im Townsendgebiet waren nur ganz wenige bzw. überhaupt keine stabilen Meßpunkte zu erhalten.

Daher konnte auch in den Abb. 4 und 6 kein Zeitpunkt angegeben werden. Im anomalen Glimmgebiet beginnt, infolge des steigenden Energieumsatzes der Kathode, der Quecksilberdampfdruck allmählich zu steigen. Die hierbei aufgenommenen Meßpunkte gehören daher — streng genommen — nicht mehr der anfänglichen Genetik mit dem entsprechend niedrigeren Dampfdruck. Um dieser Schwierigkeit entgegen zu gehen kann man einmal die Entladung jeweils ganz kurz einschalten, oder aber man fährt durch diesen Bereich sehr rasch hindurch. Die thermischen Einflüsse fallen dann nicht mehr stark ins Gewicht. In der Regel wurde die letztere Methode angewandt. Dabei ist jedoch zu beachten, daß streng genommen nicht mehr die statische, sondern die dynamische Charakteristik gemessen wird. Eine gewisse Konsequenz muß daher an dieser Stelle in Kauf genommen werden. Sehr eindrucksvoll ist der in den ersten Bereichen des Stromes ablaufende steile Anstieg der anomalen Glimmentladung sowie der fast ununterbrochene Umschlag zur Bogenentladung, der durch einen steilen Abfall der Genetik zum Ausdruck kommt. Dieser fast ununterbrochene Umschlag ist charakteristisch für flüssige Kathoden. Er erfolgt bei Gefäß 1 und 2 auf einem derart kleinen Strombereich, bei der angewandten Meßmethode keine stabilen Meßpunkte im fallenden Teil des Übergangsgebietes aufgenommen werden können. An dieser Stelle der Genetik lohnt sich ein Vergleich der gemessenen Genetik mit dem häufig gezeigten qualitativen Verlauf derselben gemäß Abb. 1. Der Bereich der anomalen Glimmentladung, den man bei schematischen Darstellungen besonders ausgeprägt darzustellen pflegt, weist bei den vorliegenden Versuchsgefäßen züglich des Stromes nur eine relativ geringe Ausdehnung auf.

Läßt man die Bogenentladung bei kleinstmöglichen Strömen einige Minuten brennen, so kann man ins anomale Glimmgebiet zurückspringen. Sie kann weiter völlig unperiodisch zwischen anomalem Glimmgebiet und Bogengebiet hin und her springen, was jedoch die Bogenentladung allmählich immer seltener wird. Diese Erscheinung kann folgendermaßen deutet werden: Die Verdampfung des Quecksilbers ist während der Bogenentladung an der Stelle des kathodischen Brennflecks besonders intensiv. Durch die Steigerung des Quecksilberdampfdruckes im Entladungsgefäß an, und der Umschlagpunkt von der anomalen Glimmentladung zur Bogenentladung wird zu höheren Spannungen verschoben, bis schließlich die fest liegende Widerstandsgerade im anomalen Glimmgebiet im Punkt P_1 von der Genetik geschnitten wird. Die allgemeinen Stabilitätsbedingungen sagen, daß sowohl der Punkt P_1 als auch der Schnittpunkt der Widerstandsgeraden mit der Genetik im Punkt P_2 des Bogengebietes stabile Meßpunkte darstellen. Nach SEELIGER [11] ist zwar der Punkt P_2 im Bogengebiet stabiler als der im anomalen Glimmgebiet, jedoch lehrt die Erfahrung, daß, durch einen statistischen Zufall bedingt, die Entladung trotzdem zu diesem Zustandspunkt P_1 übergehen kann. Vorbeobachtungen weiter zeigten, erfolgte dies bevorzugt dann, wenn sich der Brennfleck an die Grenzfläche des Quecksilber-Glas ansetzte. Im anomalen Glimmgebiet ist nun aber die Verdampfungsgeschwindigkeit des Quecksilbers geringer als im Bogengebiet. Daher

der Dampfdruck im Entladungsgefäß beim Über-vom Bogen zum Glimmen wieder ab, wodurch schließlich der Schnittpunkt P_1 der Widerstandslinien mit der Genetik wieder verloren gehen kann, es stellt sich wieder die Bogenentladung ein und Spiel wiederholt sich von neuem. Durch die rasche Verdampfungsgeschwindigkeit des Quecksilbers im Bogengebiet steigt im zeitlichen Mittel der Dampfdruck an bis zu einem Gleichgewichtszustand. Dies ist der Grund für die im Laufe der Zeit seltener werdende Bogenentladung. Wäre der Zustandspunkt stabiler als der Punkt P_2 , so dürfte nach einer gewissen Zeit die Bogenentladung überhaupt nicht auftreten. Da dies nicht der Fall ist, liegt darin ein Beweis für die größere Stabilität von P_2 . Hinsichtlich der Reproduzierbarkeit der Genetik ist sich Gefäß 1 als geeignet, wenn der zeitliche Spannungsgang durch mehrmaliges Zünden vor Aufnahme der Meßreihe ausgeschaltet wurde. Bei Gefäß 2 zeigte sich schon nach der ersten Bogenentladung ein dünner goldbraun erscheinender Niederschlag von Graphitstaub auf der Quecksilberoberfläche. Die Zündspannung war gleichzeitig auf mehr als das Doppelte angestiegen. Durch eine längere Entlastung im normalen Glimmgebiet konnte dieser Schichtbelag nach dem Rand des Entladungsgefäßes abgeräumt werden, so daß sich dann wieder ungefähr ursprüngliche Zündspannung zeigte. Eine strenge Reproduktion der Messung im Townsendgebiet gelang mir nicht. Mit Erreichen des Zündpunktes setzten außerdem bei den reproduzierenden Messungen die kontinuierlichen Entladungen ein, die sich hier nach allgemeinen Stabilitätsbedingungen [12] nicht vermeiden lassen. Bei Gefäß 3 war noch ein Teil des potentiell ansteigenden Vorstromes erfaßbar. Wie Abb. 7 hervorgeht, kann der Zündpunkt hier angegeben werden. Die eigentliche Bogenentladung mit der ihr eigenen geringen Brennspannung tritt bei Stromstärken von 500 mA jedoch noch nicht auf. Sie ist erst bei höheren Stromstärken, die mit dem vorhandenen Netzgerät nicht darstellbar sind, zu erwarten. Man erkennt jedoch, daß der Abfall der Genetik zur Bogenentladung hin wesentlich flacher verläuft als bei der flüssigen Quecksilberkathode gemäß Abb. 4 und 6. Dieser flache Verlauf ist den festen metallischen Kathoden eigen, besonders wenn sie schwer verdampfbar sind. An ihnen entwickelt sich der „thermische“ Lichtbogen mit seinen extrem hohen Temperaturen. Die Bogenentladung kommt bei dieser Belastung auf helle Weißglut und zerstäubt dabei zwangsläufig sehr stark. Die Reproduzierbarkeit der Genetiken ist daher sehr wahrscheinlich. Ein Beispiel für das Maß der Reproduzierbarkeit geben die Messungen der Abb. 7. Der zweite Genetik mit der kleineren Zündspannung setzt der Übergang zum Bogengebiet bei ca. 120 mA ein, um bei ca. 120 mA nochmals zu einem Minimum der Genetik zu führen. Ähnliche Erscheinungen werden in einer Arbeit von SEELIGER und MITTNER [14] beschrieben, wonach diese Anomalien durch die geringe Gasdichte zurückzuführen sind. Bei höheren Gasdichten sollen diese Anomalien nicht auftreten. Ungeklärt bleibt, weshalb sich nur bei der reproduzierenden Messung diese Erscheinung gezeigt

Bei der Aufnahme dieser Genetiken wurde jeweils die Einstellung des thermischen Gleichgewichts abgewartet. Wie Vorversuche zeigten und außerdem auch zu vermuten war, wirken thermische Effekte hier nicht so stark auf den Verlauf der Genetik ein wie bei flüssiger Kathode.

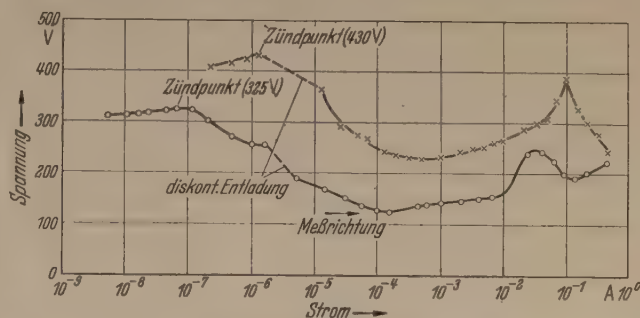


Abb. 7. Entladungs-genetiken (gemessen an Gefäß 3).

Zusammenfassung.

Es wurden an drei, verschiedenartig gebauten Entladungsgefäßen, die Entladungs-genetiken gemessen. Dabei konnte der Entladungsstrom über ca. 8 Größenordnungen hinweg verfolgt werden. Die für diesen Zweck geeignete Meßmethode wurde aufgezeigt und begründet. Die Bereiche der Genetik, in denen stabile Meßpunkte bei den vorliegenden Gefäßen nicht möglich waren, wurden besonders herausgestellt.

Die Frage der Reproduzierbarkeit einer einmal gemessenen Genetik wurde geprüft. Die Elektrodenkombination Quecksilber-Nickel erwies sich dabei als günstig. Weniger günstig ist die Kombination Quecksilber-Graphit. In den stromschwachen Bereichen der Entladungs-genetik ist die strenge Reproduzierbarkeit immer am wenigsten gewährleistet. Bei Entladungsgefäßen mit thermischer Bogenkathode ist die Reproduzierbarkeit wegen der hier auftretenden Werkstoffveränderungen grundsätzlich sehr erschwert.

Die vorliegende Arbeit wurde im Laboratorium von Herrn Prof. Dr. W. KLUGE angefertigt. Ihm möchte ich für Anregung und Förderung besonders danken. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei ebenfalls für die gewährte Unterstützung verbindlichst gedankt.

Literatur: [1] v. ISSENDORFF, J., M. SCHENKEL und R. SEELIGER: Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern. Bd. 9, 80. — [2] SEELIGER, R.: Einf. in die Phys. der Gasentl. 1934, Fig. 44 und 47. — [3] DOSSE-MIERDEL: Der elektrische Strom im HV und in Gasen 295 (1943). — [4] KÜPFMÜLLER, K.: Einf. in die theoret. Elektrotechn. 4. Aufl. 1952, 163. — [5] OBERDORFER, G.: Lehrb. der Elektrotechn. Bd. 1, 4. Aufl. 229 (1944.). — [6] ENGEL, v. und M. STEENBECK: Elektr. Gasentl. 2. Band 120 (1934). — [7] COBINE, J. D.: Gaseous Conductors, Theory and Eng. Appl. 205 (1951). — [8] UYTENDHOEVEN, W.: Gasentladungslampen 95 (1938). — [9] SCHAUFELBERGER, A.: Ann. der Phys. 73, 21 (1924). — [10] ELTZIN und JEWLEW: Phys. Zeitschr. d. Sowjetunion 5, 678 (1934). — [11] SEELIGER, R.: Einf. in die Phys. der Gasentl. 130 und (1311). 439 — [12] SEELIGER, R.: ebenda 137 und 138. — [13] ENGEL, v. und M. STEENBECK: Elektr. Gasentl. 2. Band 122 (1934). — [14] ISSENDORFF, SCHENKEL und SEELIGER: Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern, Bd. 9, 81.

Dipl. Phys. EMIL PFENDER,

Elektrotechnisches Institut der Technischen Hochschule
Stuttgart.

Aufladung eines isolierten Rohrs bei Durchströmen von ionisierter Luft und Absorption der Ionen.

Von REINHARDS SIKSNA und ARVIDS METNIEKS.

(Institutet för högspänningsforskning vid Uppsala Universitet, Schweden.)

Mit 7 Textabbildungen.

(Eingegangen am 2. Mai 1953.)

1. Einleitung.

Bei Messungen der atmosphärischen Ionen mit einem Aspirationsionenmesser, der mit einem zylindrischen Kondensator ausgerüstet ist, wird angenommen, daß der von Ionen erzeugte Strom anfangs mit wach-

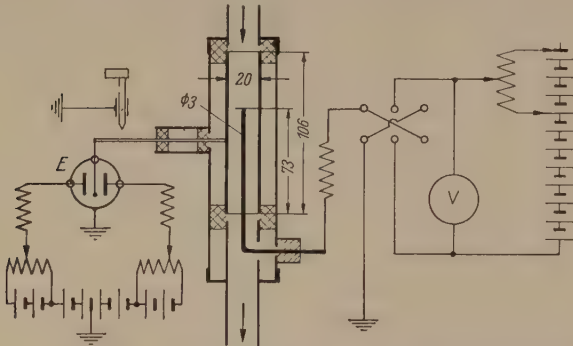


Abb. 1. Benutzte Meßanordnung: WEGERScher Aspirationskondensator mit Zubehör. Abmessungen in mm.

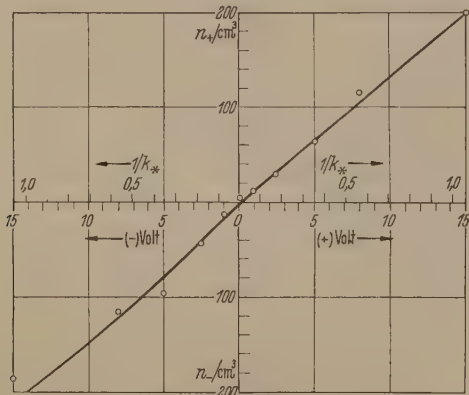


Abb. 2. Strom-Spannungs-Charakteristik für Ionen, erzeugt durch ultraviolettes Licht.
 n — Zahl der aufgefundenen Elementarladungen, $1/k_*$ — reziproke Beweglichkeit.

sender Spannung steigt (Ohmsches Gebiet), um von einer bestimmten Spannung an den Sättigungsstrom zu erreichen (Sättigungsgebiet). Bei der Spannung 0 an dem Aspirationskondensator müßte der Strom gleich 0 sein, denn kein äußeres elektrisches Feld, das die Ionen zu den Elektroden des Luftkondensators zwingen wird, wirkt auf die Ionen in der durchströmenden Luft. Wenn das Feld umgekehrt wird, wird dieselbe Erscheinung beobachtet für die Ionen des anderen Vorzeichens und der Strom wird in umgekehrter Richtung fließen.

Im Laufe der im hiesigen Institut ausgeführten Ionenmessungen haben wir die Erscheinung der Aufladung am äußeren Zylinder des Aspirationskondensators beobachtet, auch wenn kein elektrisches Feld an dem Kondensator angelegt wurde. Diese Erscheinung kann die Interpretation der Meßresultate der Ionenmessungen beeinflussen und deshalb wurde sie näher untersucht, noch mehr auch aus dem Grund, daß wir damit einen Einblick in eine allgemeinere

Erscheinung der Aufladung eines isolierten Zylinders erhalten werden, wenn ionisierte Luft ihn durchströmt. Die Frage der Absorption von Ionen beim Durchfließen ionisierter Luft durch Röhren kann damit beantwortet werden. Die Art der beobachteten Erscheinung ist abhängig von der Art der Zusammensetzung der Ionen in der Luft, die durch den Kondensator durchströmen wird (ob Ionen beider Vorzeichen oder nur eines Vorzeichens, oder überwiegend eines Vorzeichens vorhanden sind; ob es leichte oder schwere Ionen sind).

2. Versuchsanordnung.

2.1. *Aspirations Meßkondensator.* Als Meßanordnung wurde ein Aspirationskondensator WEGER [15] verbunden mit einem LINDEMAN Elektrometer angewendet (Abb. 1). Der äußere Zylinder des Kondensators war mit dem Elektrometer verbunden, die innere Elektrode mit einer einstellbaren Spannung. Die ebenso regelbare durchgesaugte Luftmenge wurde mit einem Rotameter gemessen.

2.2. *Ionenquellen.* Die Ionen wurden in einem Raum neben dem Beobachtungsort erzeugt und durch ein Rohr zu dem Meßkondensator durchgesaugt. Die Einrichtung war dieselbe, die wir bei Untersuchung der Ionen, erzeugt mit verschiedenen Ionisatoren angewendet haben [8, 9, 11].

Folgende drei früher untersuchte Ionenarten wurden angewendet:

1. Ionen beider Vorzeichen, überwiegend schwerer, gleichzeitig erzeugt durch Bestrahlung der Luft mit ultraviolettem Licht von einer Quarz-Quecksilberlampe [8].

2. Positive Ionen, erzeugt mit einem glühenden elektrischen Heizkörper [11]. Eine kleinere Menge negativer Ionen wurde mit dieser Anordnung gleichzeitig erzeugt.

3. Ionen nur eines Vorzeichens, erzeugt durch Koronaentladung [9]. Hauptsächlich waren die erzeugten Ionen leichte atmosphärische Ionen. Zur Erzeugung dieser Ionen wurde neben Korona um einen dünnen Draht [9] auch eine Anordnung mit Spind benutzt [12].

Für gleichmäßige Verteilung der Ionen in dem Eingangsquerschnitt des Meßrohrs wurde dadurch gesorgt, daß zwischen dem Einsaugungsrohr und dem Meßrohr eine Verengung eingeführt war, durch welche der Luftstrom turbulent wurde.

3. Meßresultate.

3.1. *Mit Ionen, erzeugt durch ultraviolettes Licht.* Durch Änderung der an der Innenelektrode des Kondensators angelegten Spannung von 0 nach beiden Seiten (+ und -) wurden die in Abb. 2 dargestellten Zahlen der Elementarladungen aufgefunden auf dem äußeren Zylinder gemessen. Bei der Spannung wurde keine Aufladung beobachtet. Wie aus den entsprechenden reziproken Beweglichkeiten $1/k_*$, v

st in der Abb. 2, ersichtlich ist, sind keine leichte
n mit Beweglichkeiten über $1 \text{ cm sec}^{-1}/\text{Volt cm}^{-1}$
landen.

2. Mit Ionen, erzeugt durch Koronaentladung.
anderes Bild (Abb. 3) erhalten wir, wenn Ionen
eines Vorzeichens, wie die durch Koronaentladung
igten, in der durchströmenden Luft sind. Das
eichen der Ionen, d. h., ob sie positiv oder nega-
geladen sind, spielt keine ausschlag-
ende Rolle in der beobachteten Erschei-
gung, nur die Höhe des Sättigungsstromes
verschieden sein in Abhängigkeit von
Versuchsbedingungen. Wie aus Abb. 3
htlich ist, ist bei höheren Spannungen
er Innenelektrode des Kondensators von
selben Vorzeichen, wie das der Ionen,
gung erreicht. Wird diese Spannung
er, tritt das Ohmsche Gebiet auf, aber
Spannung gleich 0 wird der Strom
0. Beim Übergang zu entgegengesetz-
Spannung wird der Strom kleiner, er
t in derselben Richtung wie am Anfang,
besteht auch weiter bei verhältnismäßig
n Gegenspannungen, sich allmählich
n Grenzwert nähernd. Die Erscheinung
ie verfolgt bei verschiedenen Förder-
gen Φ der Luft.

3. Mit Ionen, erzeugt von einem glühen-
Körper. Wegen der Eigenschaften der
mmensetzung dieser Ionen [11] — der
ptanteil der so erhaltenen Ionen besteht
mittelschweren und schweren positiven
a, aber negative Ionen sind in kleineren
en auch vorhanden — war es nicht
ich mit positiver Spannung das
gungsgebiet zu erreichen (Ab-
ng 4). Bei kleiner werdender
iver Spannung wird der Ionen-
a kleiner. Aus der Krümmung
Kurven im $1/k_*$ Bereich von
für positive Spannung kann
schließen, daß im Beweglich-
bereich $k=1-0,14 \text{ cm sec}^{-1}/\text{em}^{-1}$ positive Ionen sein müssen,
m Einklang mit Andeutungen
erer Untersuchungen ist [11].
Spannung gleich 0 ist der Ionen-
auch in diesem Fall nicht 0,
steht noch in derselben Rich-
auch bei wachsender negativer
nung, um erst bei 1–10 Volt
Abhängigkeit von der Förder-
ge der Luft) 0 zu erreichen.
weiter steigender negativer
nung tritt der Ionenstrom
er auf, mit Richtung entspre-
d der negativen Ionen, er ist
er als der vorherige positive
n und kein Sättigungswert
e mit der angewendeten negativen Spannung
ht, obwohl eine Näherung zu einem solchen
leutet ist.

4. Abhängigkeit von einigen Faktoren. Mit den
angewendeten Ionenarten, scheint es, sind die
möglichen Fälle untersucht, die von Bedeutung
ie Untersuchung der am Anfang aufgestellten

Fragen sein können. Mit ultraviolettem Licht wurden
Ionen beider Vorzeichen ungefähr von derselben Kon-
zentration erzeugt, vom glühenden Körper wurden
überwiegend positive Ionen gebildet nur mit einer
kleinen Beimischung von negativen Ionen und mit
Koronaentladung wurden Ionen nur eines Vorzeichens
erzeugt. Da am reinsten die Erscheinung bei unipola-
ren Ionen ist, wurde die Abhängigkeit der beobachte-

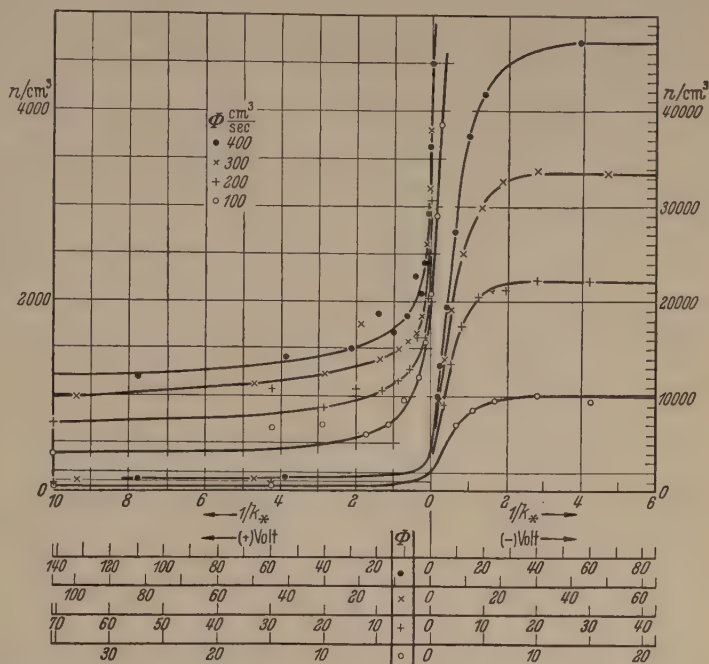


Abb. 3. Strom-Spannungs Charakteristik für Ionen, erzeugt durch Koronaentladung.
 n — Zahl der aufgefundenen Elementarladungen, $1/k_*$ — reziproke Beweglichkeit,
 Φ — Luftfördermenge.

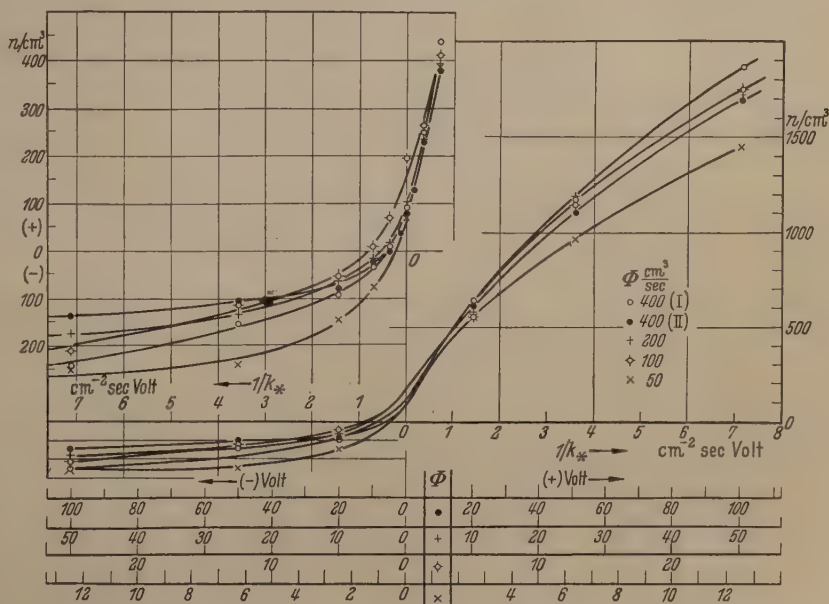


Abb. 4. Strom-Spannungs-Charakteristik für Ionen, erzeugt von einem glühenden Körper.
 n — Zahl der aufgefundenen Elementarladungen, $1/k_*$ — reziproke Beweglichkeit, Φ — Luftfördermenge.

ten Erscheinung von einigen Faktoren, die sie be-
einflussen konnten, näher untersucht.

Die vermutete Ursache der Aufladung des feld-
freien äußeren Kondensatorzylinders kann eine Art
Ionenadsorption sein. Zur Charakterisierung dieser
Adsorption wurden die Zahl n_0 der auf dem Kondensatorzylinder aufgefundenen Ionen (oder vielleicht

genauer die Zahl der Elementarladungen) bei geerdeter Innenelektrode ($Feld = 0$) und die Zahl n_s der aufgefundenen Ionen bei einer Spannung, die ausreichend für das Sättigungsgebiet ist, gemessen, beide berechnet für 1 cm^3 der durchströmenden Luft. Das Verhältnis n_0/n_s in % ausgedrückt kann man dann als ein Maß der *prozentuellen Adsorption* der Ionen von dem Kondensatorzylinder, oder ein Maß der *prozentuellen Absorption* der Ionen beim Durchgang durch den Kondensator angenommen werden. Die Abhängigkeit der prozentuellen Adsorption von der Ionen-

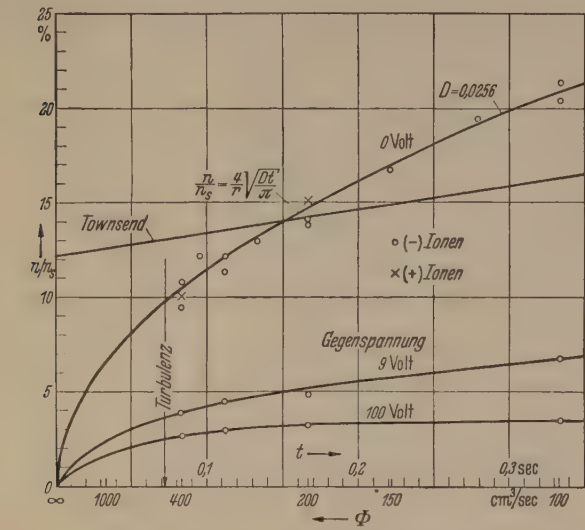


Abb. 5. Abhängigkeit der prozentuellen Absorption der Korona-Ionen von der Verweilzeit in dem Kondensator, bzw. von der Fördermenge Φ der Luft bei feldfreiem Kondensator (0 Volt) und bei den Ionen entgegengesetzten Spannungen von 9 und 100 Volt an dem Kondensator.

konzentration ist aus Tabelle 1 zu entnehmen. In dem benutzten Konzentrationsintervall ($20\,000$ bis $80\,000\text{ cm}^{-3}$) kann die prozentuelle Adsorption als unabhängig von der Konzentration angesehen werden. Da die Adsorption von der Verweilzeit in dem Kondensator abhängig sein muß, wurde sie auch bei ver-

Tabelle 1. Abhängigkeit der prozentuellen Ionenadsorption n_0/n_s von der Konzentration n_s und der Luftfördermenge Φ .

Ionenart	Zahl der aufgefundenen Elementarladungen		Fördermenge der Luft Φ in cm^3/sec	Prozentuelle Adsorption n_0/n_s in %
	bei $U = V_{sätt}$	bei $U = 0$ Volt		
	n_s/cm^3	n_0/cm^3		
Positive	79 300	7990	400	10,1
	70 000	7720	400	11,0
	66 500	6690	400	10,1
	54 800	5610	400	10,2
	40 700	4030	400	9,9
	29 300	2990	400	10,2
	21 150	2035	400	9,6
	20 900	1955	400	9,4
Negative	55 000	8300	200	15,1
	47 200	4500	400	9,5
	45 000	4600	400	10,2
	39 000	4220	400	10,8
	34 200	4200	350	12,3
	33 600	3800	300	11,3
	31 800	3880	300	12,2
	26 700	3480	250	13,0
	22 200	3000	200	13,5
	21 700	3080	200	14,2
	16 050	2700	150	16,8
	12 150	2360	120	19,4
	10 200	2200	100	21,6
	10 200	2100	100	20,6

schiedenen Fördermengen der Luft Φ gemessen. Resultate der Messungen sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. In Abb. 5 ist die Abhängigkeit der prozentuellen Adsorption von der Verweilzeit in dem freien Kondensator (bei $U = 0$ Volt) und bei Spannungen $U = 9$ und $U = 100$ Volt, die den Ionen entgegengesetzt sind, dargestellt.

4. Mögliche Erklärung der beobachteten Erscheinungen

Das Problem der Aufladung eines isolierten Rohrs umgeben von ionisierter Luft wurde seinerzeit von RIECKE [10] angegriffen. Diese Aufladung kann auf Adsorption der Ionen an der Oberfläche des Rohrs zurückgeführt werden (siehe auch den Bericht EBERT [2]).

Ein Ion mit der Ladung e influenziert auf einer leitenden Fläche, die sich im Abstand a von dem Ion befindet, eine ebenso große entgegengesetzte Ladung $-e$ (elektrisches Bild).

Die Kraft, die das Bild auf das Ion ausübt,

$$f = \frac{e^2}{4 a^2}.$$

Deshalb wird das Ion einer zusätzlichen Feldstärke

$$E = \frac{f}{e} = \frac{e}{4 a^2}$$

unterworfen. Diese Feldstärke ist sehr klein, aber bei sehr kleinen Entfernungen von der Fläche wird sie genügen, um dem Ion eine Geschwindigkeitskomponente in der Richtung zu der Fläche zu erteilen, wodurch das Ion zu der leitenden Fläche getrieben wird und dort seine Ladung abgibt. Dieser Mechanismus kann auch in unserem Fall angewendet werden. Ganz übersichtlich ist es, wenn nur Ionen eines Vorzeichens da sind (Korona-Ionen). Wegen der Bildkraft wird ein Ion die Geschwindigkeitskomponente in Richtung zur Wand

$$v_a = \frac{da}{dt} = kE = \frac{e k}{4 a^2}$$

erhalten, wo k die Beweglichkeit des Ions ist. Die notwendige Zeit zur Erreichung der Fläche kann durch Integrieren dieser Gleichung berechnet werden

$$t = \frac{4}{3 e k} a^3.$$

Nach genügend langer Zeit können alle Ionen zur Fläche kommen. Hat jetzt das Ion eine Geschwindigkeitskomponente längs der Fläche (Luftgeschwindigkeit in dem Kondensator) und ist die Länge des Kondensators begrenzt, so können nicht alle Ionen den äußeren Zylinder des Kondensators gelangen. Die Zahl der abgefundenen Ionen wird davon abhängig sein, wie lange sich die Ionen in dem Kondensator befinden (Abhängigkeit von der Luftfördermenge). Die Bildkraft wirkt auf das Ion auch dann, wenn die Fläche entgegengesetzt geladen ist, denn in ganz kleinen Entfernungen von der Fläche überwiegt die Bildkraft die Abstoßung durch das Außenfeld, wenn $a^2 < \frac{e}{4 E}$

wo E das äußere entgegengesetzte Feld ist (Aufladung bei Gegenspannung an dem Kondensator).

Wenn sich jetzt Ionen beider Vorzeichen in ungefähr derselben Konzentration durch den Kondensator bewegen (Ionen erzeugt durch das ultraviolette Licht) sind die angeführten Überlegungen für beide Ionenarten gültig. Nur der Außenzylinder des Kondensators

nicht aufgeladen, denn die beiden abgegebenen Ionen werden sich gegenseitig neutralisieren. Aber die in dem Kondensator absorbierten Ionen die Ionen beeinflussen können (z.B. Verkleinerung der Konzentration), wird diese Beeinflussung auch nicht ehen, wenn keine Aufladung festgestellt wird.

Wenn eine Mischung von Ionen beider Vorzeichen entlang einem isolierten Rohr bewegt, werden beide Arten der Ionen adsorbiert. Ob eine Aufladung auftreten wird, ist von der relativen Anzahl der adsorbierten Ionen abhängig. ZELENY [16, 17] VILLARI [14] haben solche Versuche durchgeführt, haben Aufladungen beider Vorzeichen erhalten, auch Versuchsbedingungen, die mit der Verschiedenheit der Beweglichkeiten der positiven und negativen Ionen zu erklären sind [1, 17]. Wenn die Konzentration der Ionen eines Vorzeichens die Ionen des anderen Vorzeichens (Ionen erzeugt von glühendem Draht) beträchtlich überwiegt, erhalten wir einen Gleichgewichtszustand zwischen den beiden betrachteten Ionen. In solcher Weise kann man die beobachteten Erscheinungen qualitativ erklären. Die von RIECKE entwickelte Theorie der Ionenadsorption wurde bisher nicht weiter ausgearbeitet. Die Gründe dafür scheinen zu liegen, daß neben der Bildkraft noch andere Erscheinungen herangezogen werden müssen für eine vollständige Ausarbeitung der Theorie. Als erste Erscheinungen muß die *Ionendiffusion* erwähnt werden. Wegen der Ionenadsorption an der Wand tritt hier eine verminderte Ionenkonzentration ein, auch am Anfang eine konstante Ionenkonzentration über den ganzen Querschnitt des Rohrs angenommen werden kann, entsteht bald an der Rohrwand ein Gradient, der die Diffusion der Ionen in der Richtung zu der Wand verursacht. Wegen der Diffusion werden Ionen ständig zu der wandnahen Schicht geliefert. Die mathematische Behandlung der Wirkung der Diffusion ist nicht einfach.

Weiter, wenn Ionen nur eines Vorzeichens vorhanden sind, oder, wenn die Konzentration der Ionen eines Vorzeichens beträchtlich höher ist als die des anderen, wird *Raumladung* in dem Kondensator getrieben, die die Diffusion und das von außen angelegte elektrische Feld beeinflussen kann.

Die *Turbulenz* ist noch ein Faktor, der in Erwägung gezogen werden muß. Wegen der Turbulenz können mehr Ionen in den Wirkungsbereich der Bildkraft kommen und die Adsorption wird größer. Im hier betrachteten Fall können wir behaupten, daß keine Turbulenz vorhanden war, aber an einer Stelle konnten wir zeigen, daß die Turbulenz die Ionenabsorption beträchtlich vergrößert.

1. *Abschätzung der Absorption wegen der Bildkraft.* Aus der Formel für die Zeit, die notwendig ist, um zu Erreichen der adsorbierenden Wand, können wir die maximale Entfernung a von der Wand, aus welcher Ionen beim Durchfließen der ionisierten Luft noch zur Wand kommen, berechnen:

$$a = \sqrt[3]{3 e k t / 4} . \tag{3}$$

Zeit, in welcher ein Ion durch das Rohr durchfließt, berechnet man aus der Formel

$$t = \frac{l}{u(r)} ,$$

ist l die Länge des Rohres und $u(r)$ die Ge-

Tabelle 2. Die wirksame Schicht a der Bildkraft und die Absorption der Ionen n/n_s in Abhängigkeit von der Fördermenge der Luft Φ und der Verweilzeit in dem Rohr, $u = \text{const.}$ durch den ganzen Querschnitt.

$\Phi \frac{\text{cm}^3}{\text{sec}}$	$t \text{ sec}$	$a \text{ mm}$	$\frac{n}{n_s} \%$
400	0,01	0,0103	0,21
	0,0815	0,0210	0,42
	0,1	0,0222	0,45
	0,2	0,0280	0,57
	0,3	0,0321	0,65
100	0,33	0,0330	0,68
50	0,655	0,0415	0,85

schwindigkeit der Luft längs der Achse des Rohres in Abhängigkeit von dem Abstand r von der Achse. Wenn $u = \text{const}$ durch den ganzen Querschnitt des Rohres, so gilt

$$t = l/u = \pi (r_a^2 - r_i^2) l / \Phi \approx \pi r_a^2 l / \Phi ,$$

wo r_a und r_i die Radien des äußeren und des inneren Zylinders des Kondensators sind. In diesem Fall ist

$$a = \sqrt[3]{3 \pi e k l (r_a^2 - r_i^2) / 4 \Phi} \approx \sqrt[3]{3 \pi r_a^2 e k l / 4 \Phi} , \tag{4}$$

und die Absorption der Ionen beim Durchströmen durch das Rohr ist dann

$$\frac{n}{n_s} = \frac{\pi [r_a^2 - (r_a - a)^2]}{\pi (r_a^2 - r_i^2)} \approx \frac{2 a}{r_a} = \sqrt[3]{\frac{6 \pi e k l}{r_a \Phi}} . \tag{5}$$

Wenn $u = u(r)$, gilt

$$\Phi = 2 \pi \int_{r_i}^{r_a} r u(r) dr ,$$

$$u(r) = \frac{1}{2 \pi r} \frac{d\Phi}{dr}$$

und

$$t = 2 \pi r l \left| \frac{d\Phi}{dr} \right| .$$

Es ist klar, daß es nicht immer möglich sein wird, $u(r)$ oder $d\Phi/dr$ zu bestimmen. Deshalb betrachten wir noch den Grenzfall der POISEUILLESchen Geschwindigkeitsverteilung, bei welcher

$$u(r) = \frac{2 \bar{u} (r_a^2 - r^2)}{r_a^2} = \frac{2 \Phi_{r_i}^{r_a} (r_a^2 - r^2)}{\pi r_a^2 (r_a^2 - r_i^2)}$$

wird, oder wenn $r_a \gg r_i$,

$$u(r) = 4 a \Phi_{r_i}^{r_a} / \pi r_a^3 . \tag{6}$$

Beim Eintritt des Ions in das Rohr hat es jetzt eine axiale Geschwindigkeitskomponente (6) und eine radiale Komponente in Richtung zur Wand (1). Aus diesen Gleichungen erhalten wir die Bahn des Ions

$$a^4 = \pi r_a^3 e k x / 4 \Phi_{r_i}^{r_a} .$$

Tabelle 3. Die wirksame Schicht a der Bildkraft und die Absorption der Ionen n/n_s in Abhängigkeit von der Fördermenge der Luft Φ bei POISEUILLEScher Verteilung der Geschwindigkeiten.

$\Phi \frac{\text{cm}^3}{\text{sec}}$	$a \text{ mm}$	$\frac{n}{n_s} \%$
400	0,074	1,48
300	0,079	1,59
200	0,088	1,76
100	0,105	2,1
50	0,124	2,49

Wenn $x = l$, erreichen alle Ionen, die im Abstand

$$a = \sqrt[4]{\pi r_a^2 e k l / 4 \Phi} \quad (7)$$

von der Wand in das Rohr eintreten, die Wand und werden dort adsorbiert. Die Absorption der Ionen bei Durchströmung des Rohres ist dann

$$\frac{n}{n_s} = \sqrt[4]{\frac{4 \pi e k l}{r_a \Phi}}. \quad (8)$$

In den Tabellen 2 und 3 sind aus den Formeln (4), (5), (7) und (8) berechnete a und n/n_s Werte zusammengestellt. Wie ersichtlich, ist die so berechnete Absorption nicht ausreichend in Vergleich mit der beobachteten und das ist auch verständlich, denn die Diffusion ist noch nicht in die Betrachtung hereinbezogen. Das Hauptziel der Behandlung der Bildkraft war zu zeigen wie groß die Schicht ist, in welcher die Bildkraft sich auswirkt.

4.2. *Diffusion der Ionen in dem Rohr.* Wie schon erwähnt wurde, ist die Behandlung der Differentialgleichung für Ionen-Diffusion nicht einfach, wie TOWNSEND [13] und später KOHLRAUSCH [6] gezeigt haben. Die Endformeln der beiden Autoren, die noch dazu nicht ganz handlich für den Gebrauch sind, kann man in unserem Fall auch nicht anwenden, denn, wie KOHLRAUSCH gezeigt hat, ist seine Formel brauchbar nur von einem bestimmten Wert der Argumente an und dieser Wert, umgerechnet für unseren Fall, entspricht $\Phi = 15 \text{ cm}^3/\text{sec}$. Für alle $\Phi > 15 \text{ cm}^3/\text{sec}$ reicht die Näherung der Formel von KOHLRAUSCH nicht aus. Dasselbe betrifft auch die Formel von TOWNSEND, wenn die Grenze von Φ noch um eine Hälfte nicht herabgesetzt werden mußte.

Deshalb haben wir versucht, einen anderen Weg zu gehen. Wegen der kurzen Zeit, während welcher ein bestimmtes Luftvolumen in unserem Rohr verbleibt, können wir annehmen, daß Diffusion nur in dem äußeren Teil des Volumens, der zu der Wand gekehrt ist, stattfinden wird; der Kern des Luftzylinders dagegen bleibt unberührt von der Diffusion. Die Achse des Luftzylinders ist die ganze Zeit umgüllt mit einem Kern von derselben Ionenkonzentration, wie die im ganzen Zylinder beim Eintritt in das Rohr. Wegen der Diffusion werden Ionen aus dem Kern ständig zu der Wand, an welcher wegen der Bildkraft ein Konzentrationsgradient gebildet wurde, nachgeliefert.

Mit dieser Auffassung kann man unser Problem auf ein folgendes überführen [3]: Das unendlich nach der Seite der positiven x ausgedehnte Medium ist bei $x = 0$ von einer Wand begrenzt, an der ständig die Konzentration n aufrechterhalten wird. Zur Zeit $t = 0$ herrscht überall die konstante Konzentration n_s . Man kann die erste Bedingung experimentell realisieren, indem man an der vorgeschriebenen Fläche einen Strom von Substanz (in unserem Fall Ionen) mit der konstanten Konzentration n vorbeistreichen läßt. Die Bedingung $n = 0$ bei $x = 0$ kann man erfüllen, wenn die Wand „klebrig“ macht, so daß jedes Teilchen der suspendierten Substanz, das dort ankommt, dauernd festgehalten wird (Bildkraft und metallischer Zylinder in unserem Fall). Die Grenzbedingungen für die Diffusionsdifferentialgleichung

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$$

sind dann

$$n = n_s \text{ für } t = 0 \text{ und } x > 0,$$

$$n = 0 \text{ für } x = 0 \text{ für alle } t.$$

Die Lösung der Gleichung ist

$$n = n_s \psi\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right) \quad (x \geq 0),$$

wo ψ das GAUSSSCHE Fehlerintegral

$$\psi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi$$

ist. Durch differenzieren von (9) erhalten wir Gradient

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{n_s}{\sqrt{\pi D t}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}$$

und die Menge der Teilchen, die bis zur Zeit t auf jeder Flächeneinheit der Wand aufgefangen wird

$$Q = \int_0^t D \left(\frac{\partial n}{\partial x} \right)_{x=0} dt = 2 n_s \sqrt{\frac{Dt}{\pi}}.$$

Wegen der Nachlieferung aus dem unveränderten Kernzylinder im Falle eines zylindrischen Rohrs können wir annehmen, daß die Bedingungen für Gültigkeit der Formel (10) auch in diesem Fall gegeben sind. Die Zahl der von dem ganzen Zylinder aufgefangenen Ionen wird

$$Q = 4 \pi r_a l n_s \sqrt{Dt/\pi},$$

wo t die Verweilzeit in dem Zylinder ist. Die Zahl der in den Zylinder eingelieferten Ionen ist

$$Q_s = \pi r_a^2 l n_s,$$

und das Verhältnis Q/Q_s ist gleich auch dem Verhältnis der Konzentration n nach Durchlaufen des Rohrs zu n_s der bei dem Eintritt, oder der prozentuale Absorption, wenn multipliziert mit 100,

$$\frac{Q}{Q_s} = \frac{n}{n_s} = \frac{4}{r_a} \sqrt{\frac{Dt}{\pi}} = 4 \sqrt{\frac{Dt}{\Phi}}.$$

Die Meßpunkte in Abb. 5 zeigen keinen festbaren Unterschied für positive und negative Ionen. Deshalb ziehen wir eine Kurve mit der Gleichung (11) durch alle Punkte. Die Punkte liegen ziemlich genau auf der Kurve. Daraus können wir schließen, daß eine gute Näherung an die tatsächlichen Verhältnisse in unserem Fall gibt. Um zu zeigen, daß die Formel von TOWNSEND nicht für diesen Fall die notwendige Näherung gibt, wie das schon erwähnt wurde, ist auch diese Kurve, berechnet mit dem weiter bestimmten Wert von D , eingezeichnet in der Abbildung. Für größere Verweilzeiten können wir erwarten, daß die TOWNSENDSche Formel besser wird als die unsere. Ebenso auch bei kleineren Verweilzeiten, die erreicht werden können, wenn höheren Fördermengen Φ , können wir eine Abweichung erwarten, denn bei $\Phi = 510 \text{ cm}^3/\text{sec}$ muß Turbulenz in dem von uns benutzten Rohr auftreten, und wie wir das in einer noch nicht veröffentlichten Untersuchung gesehen haben, der Übergang zu turbulenter Luftbewegung in einem Rohr ist sehr deutlich durch erhöhten Verlust von Ionen angedeutet. Aber in dem Bereich, in welchem die hier dargelegten Messungen ausgeführt wurden, scheint Formel (11) gut anwendbar.

Aus der Kurve kann man berechnen

$$D = 0,0256.$$

diesem D ist es möglich, die Beweglichkeit der Ionen zu bestimmen, denn nach der bekannten Beziehung

$$D = \frac{k p}{N e} = 0,0235 k, \quad (12)$$

k — der Beweglichkeit, e — der Elementarladung, der Zahl der Gasmolekeln in 1 cm^3 unter dem Druck p .

$$k = \frac{0,0256}{0,0235} = 1,1 \text{ cm sec}^{-1}/\text{Volt cm}^{-1},$$

befriedigender Übereinstimmung mit den mittleren Beweglichkeiten der Korona-Ionen in der von uns benutzten Versuchsanordnung [12]. Hier muß erachtet werden, daß gemäß unseren Auffassungen die untersuchten Ionen nicht eine einheitliche Beweglichkeit besaßen, sondern diese verteilt war auf ein Beweglichkeitsintervall, deshalb sind auch die Absorptionskurve bestimmte Beweglichkeit k ebenso auch der Diffusionskoeffizient D nur Durchschnittswerte.

Mit Zuhilfenahme der Beweglichkeit unter normalem Druck (12) kann die Formel für die Absorption von Ionen beim Durchfließen der ionisierten Luft durch ein Rohr umgewandelt werden in

$$\frac{n}{n_s} = \frac{2,26}{r} \sqrt{D t} = \frac{0,346}{r} \sqrt{k t}. \quad (11.1)$$

Auf eine Betrachtung der Auswirkung der Diffusion zusammen mit der Bildkraft wollen wir hier nicht eingehen, denn dazu braucht man mehr experimentelles Material und auch tiefere theoretische Überlegungen.

4.3. Auswirkung der Erscheinung auf Ionenmessungen mit einem zylindrischen Aspirationskondensator.

KOHLRAUSCH hat [6] bei Aufnahme der Stromabsorptions-Charakteristiken in einem geteilten Aspirationskondensator zwei Erscheinungen beobachtet, die er keine ganz befriedigende Erklärung geben konnte. Es wurde festgestellt: 1. eine Abweichung der Charakteristiken von der Linearität in dem Ohm'schen Gebiet, und 2. ein Unterschied der Charakteristiken bei positiver oder negativer Spannung an dem Vorkondensator. Unserer Meinung nach muß man den von KOHLRAUSCH angeführten Erscheinungen, mit welchen er die beobachteten Abweichungen zu erklären versucht, die Ionenadsorption in dem Aspirationskondensator angezogen werden. Die größte Zahl der adsorbierten Ionen im Vorkondensator kann nicht auftreten im feldfreien Fall, denn, wie gezeigt wurde, ist die prozentuelle Adsorption unabhängig von der Konzentration und bei angelegter Spannung an dem Vorkondensator wird die Konzentration der durchgelassenen Ionen kleiner und deshalb wird auch die Zahl der in dem Vorkondensator bei Adsorption verlorengegangenen Ionen kleiner.

Wegen der Ionenadsorption in dem Kondensator muß auch ein Unterschied zwischen den Charakteristiken auftreten, je nachdem, ob das angelegte Potential in beiden Kondensatoren gleichgerichtet oder entgegengesetzt ist. Denn, in einem Fall werden durch das Feld mehr Ionen eines Vorzeichens zu der Elektrode der größeren Oberfläche geleitet (die Größe der Adsorption ist proportional der gestreiften Fläche) und

die Zahl der durchgelassenen Ionen dieses Vorzeichens wird kleiner, in dem anderen Fall wird es umgekehrt.

Daß Ionen im Aspirationskondensator auch im feldlosen Fall verloren gehen, zeigte auch ISRAËL [5]. Es wurden Verluste von 18–20% der Ionen im feldlosen Vorkondensator festgestellt, wenn der Luftstrom turbulent war, wodurch mehr Ionen zu den Wänden gebracht wurden. Mit unseren Messungen wurde gezeigt, daß auch bei laminarem Luftstrom die Adsorption in einem Aspirationskondensator von Bedeutung sein kann.

4.4. Die Raumladung in einem Aspirationskondensator. Zur Berechnung der Auswirkung der Raumladung in dem Aspirationskondensator nehmen wir an, daß die Verteilung der Raumladung gleichmäßig

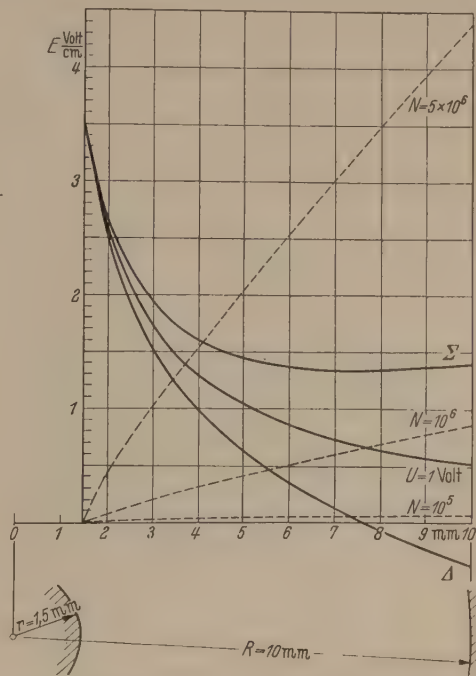


Abb. 6. Feldstärke E Volt/cm in dem WEGERSCHEN Kondensator bei angelegter Spannung $U_c = 1$ Volt; Feldstärke der Raumladung bei Ionenkonzentrationen $N = 10^5, 10^6$ und $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$; Summe (Σ) und Differenz (Δ) der beiden bei $N = 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

in dem ganzen Kondensator ist. Dann ist die POISSON'sche Raumladungsgleichung in zylindrischen Koordinaten

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} = -4\pi \rho,$$

wo U das Potential, r — den Abstand von der Achse und

$$\rho = (N_+ - N_-) e$$

die Dichte der Raumladung darstellt, mit N — der Konzentration der Ionen und e — der Elementarladung. Die Feldstärke ist

$$E = -\frac{dU}{dr}.$$

Nach Integration der Raumladungsdifferentialgleichung erhalten wir

$$E = \frac{U_c}{r \ln \frac{r_a}{r_i}} + 2\pi (N_+ - N_-) e \frac{r^2 - r_i^2}{2}, \quad (13)$$

wo

$$E_c = \frac{U_c}{r \ln \frac{r_a}{r_i}}$$

die Feldstärke ist, erzeugt im Abstand r von der Achse bei angelegter Spannung U_c an dem zylindrischen Kondensator mit dem inneren Radius r_i und dem äußeren r_a .

Die Gleichung (13) zeigt, daß, wenn Raumladung in dem Kondensator wirkt und gleichzeitig eine Spannung U_c an ihm angelegt ist, die wirksame Feldstärke an einem Punkt bestimmt wird durch Überlagerung beider Feldstärken, wobei Vergrößerung (Σ) oder Verkleinerung (Δ) der von der angelegten Spannung U_c bestimmten Feldstärke in Abhängigkeit von den Vorzeichen von U_c und q auftreten kann. Bei genügend großer Raumladung kann die Feldrichtung

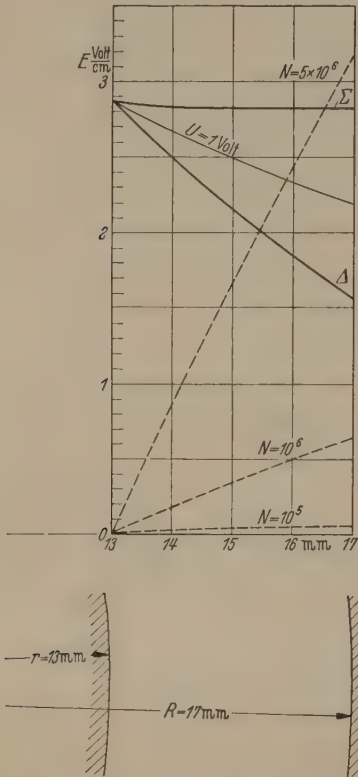


Abb. 7. Feldstärke E Volt/cm in dem ISRAËLschen Kondensator bei angelegter Spannung $U_c = 1$ Volt; Feldstärke der Raumladung bei Ionenkonzentrationen $N = 10^5, 10^6, 5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$; Summe (Σ) und Differenz (Δ) der beiden bei $N = 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

sogar umkehren. Ohne äußeres Feld wirkt auf die Ionen nur das Feld, verursacht von der Raumladung. In Abb. 6 ist der berechnete Verlauf der Feldstärke in dem WEGERSchen Kondensator bei $U_c = 1$ Volt dargestellt, der Feldstärken verursacht durch Raumladungen bei $N = 10^5, 10^6$ und $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ und die Summe (Σ) und Differenz (Δ) der beiden bei $N = 10^6 \text{ cm}^{-3}$. In Abb. 7 ist eine gleiche Darstellung für den Kondensator des ISRAËLschen Schwerionenasspirators [5] gegeben. Aus diesen Abbildungen sind die Iondichten für verschiedene U_c zu entnehmen, um die störende Feldverzerrung in dem Aspirationskondensator zu vermeiden. Wie ersichtlich, können die Störungen nicht auftreten, wenn Ionen beider Vorzeichen sich in der durchströmenden Luft befinden, denn in diesem Fall wird die Raumladung nur durch Überwiegen der Ionen eines Vorzeichens bestimmt. Aber bei höheren Dichten von Ionen eines Vorzeichens, wie das bei künstlich erzeugten Ionen vorkommen kann, und bei Anwendung kleinerer Spannungen U_c an dem Kondensator oder bei $U_c = 0$ muß die Feld-

verzerrung hervorgerufen von der Raumladung achtet werden. Mit einer Koronaentladung können Iondichten von der Größenordnung $N = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ erzeugt werden [7]. Das Raumladungsfeld kann an der Strom-Spannungs-Charakteristik des Kondensators verändern. Solange der Einfluß klein bleibt, kann, als erste Näherung, ein Korrektionsglied in Ionenbewegungsgleichung

$$\frac{dz}{dt} = u(r), \quad \frac{dr}{dt} = k E(r)$$

für $E(r)$ eingeführt werden. Von den so korrigierten Trajektorien kann die Charakteristik berechnet werden. Doch dabei mußte man beachten, daß die Raumladung auch in der Z-Achenrichtung variabel sein kann. Wenn aber das Raumladungsfeld vergleichbar mit dem angelegten Feld wird, muß man die Rechnung von Anfang an für die entstandene Verteilung rechnen.

Zusammenfassung.

Der isolierte Außenzylinder eines Aspirationskondensators wird bei Durchströmung ionisierter Luft mit Ionen eines Vorzeichens oder überwiegen eines Vorzeichens auch ohne elektrisches Feld an dem Kondensator aufgeladen. Die Ursache der Aufladung ist die Adsorption der Ionen an der Zylinderwand, wegen der Bildkraft, die aber eine Verminderung der Ionenkonzentration beim Durchfließen durch das Rohr um weniger als 1% bei gleichmäßig angenommenen Verteilung der Luftgeschwindigkeit und nur etwa 2% bei POISSEUILLEScher Verteilung der Geschwindigkeiten verursacht, wenn die Diffusion nicht berücksichtigt ist. Durch eine vereinfachte Auffassung der Diffusionserscheinungen in dem Rohr ist es gelungen, eine Formel für die Abhängigkeit der Ionenabsorption von dem Diffusionskoeffizienten und der Verweilzeit der Ionen in dem Rohr zu geben, die die beobachtete Ionenabsorption befriedigend darstellt. Die Auswirkung der Ionenadsorption auf Ionenmessungen wird diskutiert. Durch eine Diskussion der Auswirkung der von Ionen erzeugten Raumladung auf die Ionenmessungen mit einem Aspirationskondensator wurde gezeigt, daß bei höheren Ionenkonzentrationen und niedrigerer Spannung oder ohne äußeres Feld an dem Kondensator das durch die Raumladung verursachte Feld beachtet werden muß.

Man kann annehmen, daß Untersuchungen der Ionen, besonders künstlich erzeugter in Luft unter atmosphärischem Druck in nächster Zukunft zunehmen werden [8, 9, 11]. Trotzdem der zylindrische Aspirationskondensator gewisse Unvollkommenheiten aufweist, hat er für solche Untersuchungen auch gewisse Vorteile. Deshalb kann man auch verstehen, daß das Interesse an ihm wieder erwacht [4]. Deshalb ist es auch von Bedeutung, alle seine Eigenschaften zu kennen. Die in diesem Artikel beschriebenen Erscheinungen könnte man auch für gründlichere Untersuchungen der Ionenadsorption an Wänden, der Raumladung von durchströmender ionisierter Luft und der Ionendiffusion benutzen. Dazu könnte man den Außenzylinder des Kondensators unterteilen in mehrere isolierte Sektionen, Kondensatoren verschiedener Dimensionen benutzen und den Bereich der Luftfördermenge erweitern, sodaß auch die turbulente Luftströmung miteinbezogen wäre.

Dem Direktor des Institutes für Hochspannungsforschung der Universität Uppsala Prof. Dr. H. NORINDER danken wir für die Arbeitsmöglichkeit in dem Institut und für sein freundliches Interesse.

Literatur. [1] DORN, E.: Phys. Z. 2, 238 (1900). — [2] BERT, H.: Jahrb. Radioakt. u. Elektronik 3, 61 (1906). — [3] FRANK, P. u. R. v. MISES: Die Differentialgleichungen der Mechanik und Physik, 2. Teil, S. 555 ff. Braunschweig 1935. — [4] GRAVES, J. D., KETLER, W. R. and R. I. CONDIT: Bull. Phys. Soc. 27, 6 (1952). — [5] ISRAËL, H.: Gerlands Geophys. 31, 173 (1931). — [6] KOHLRAUSCH, K. W. F.: Ber. (IIa) 123, 2, 1929 (1914). — [7] KOLLER, L. R.:

J. Frankl. Inst. 214, 543 (1932). — [8] NORINDER, H. and R. SIKSNA: Arkiv f. fysik 5, Nr. 23, 471 (1952). — [9] NORINDER, H. and SIKSNA, R.: Arkiv f. fysik 6, Nr. 14, 127 (1952). — [10] RIECKE, E.: Nachr. Göttinger Ges. d. Wiss. 83, (1903). — [11] SIKSNA, R.: Arkiv f. fysik 5, Nr. 25, 531 (1952). — [12] SIKSNA, R.: Arkiv f. fysik 6, Nr. 28, 279 (1953). — [13] TOWNSEND, J. S.: Electricity in Gases, S. 137—144, Oxford 1915. — [14] VILLARI, E.: Phys. Z. 2, 178 (1900). — [15] WEGER, N.: Phys. Z. 36, 15 (1935). — [16] ZELENY, J.: Phil. Mag. (5) 46, 120 (1898). — [17] ZELENY, J.: Phys. Z. 4, 667 (1903).

Dr. R. SIKSNA, A. METNIEKS
Institutet för högsäppningsforskning Uppsala, Schweden.

Oszillographie von Intensitätsschwankungen der Röntgenstrahlung.

Von WALTER HÜBNER.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.)

Mit 8 Textabbildungen.

(Eingegangen am 3. Juli 1953.)

lumineszenzkristalle in Verbindung mit Sekundärspektroskop-Vervielfachern [1] (SEV) gestatten es unter anderem [2], die zeitlichen Intensitätsschwankungen der Röntgenstrahlung zu oszillographieren. Diese Schwankungen können beispielsweise durch die Änderungen der an der Röhre liegenden Spannung verursacht werden. Von dieser Möglichkeit ist, soweit dem Verfasser bekannt ist, bisher noch kein Gebrauch gemacht worden, denn die von SEEMANN und SCHOTZ-BAUMER [3] erwähnte Oszillographie beruht auf einer anderen

auf den zeitlichen Verlauf der Röntgenstrahlung direkt beobachten kann.

Bei der Aufnahme der folgenden Oszillogramme wurden mit Thallium aktivierte Natrium-Jodid-Kristalle benutzt, bei denen Proportionalität zwischen

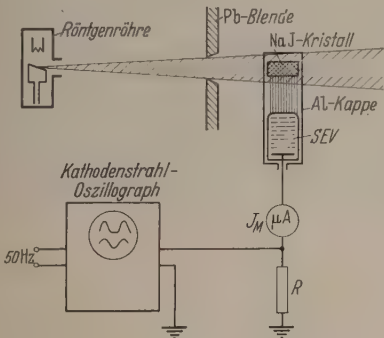


Abb. 1. Schema der Anordnung.

Abhängigkeit. Je nach der Änderungsgeschwindigkeit der Intensität muß der Kristall eine ausreichend lange Abklingzeit [4] haben. Im allgemeinen zeigt die Lichtintensität derartiger Leuchtkristalle, also auch der der Lichtintensität proportionale Strom im SEV, bei gleicher Dosisleistung eine mehr oder minder starke Abhängigkeit von der Wellenlänge der Röntgenstrahlung. Von der Möglichkeit, Mischkristalle zu verwenden, bei denen der Strom im SEV bei konstanter Dosisleistung unabhängig von der Wellenlänge ist [5, 6], wurde bei diesen Untersuchungen kein Gebrauch gemacht.

Da bei modernen Röntgenanlagen Strom und Spannung der Röhre nicht mehr direkt zugänglich liegt, liegt die Bedeutung dieser Methode unter anderem darin, daß man am Oszillographen den Einfluß verschiedenartiger Spannungsversorgungsschaltungen, wie Halbwellen-, Villard-, Greinacher-Schaltung usw., und der Glättungseinrichtungen (angemessene Bemessung der Ventile und Kondensatoren)

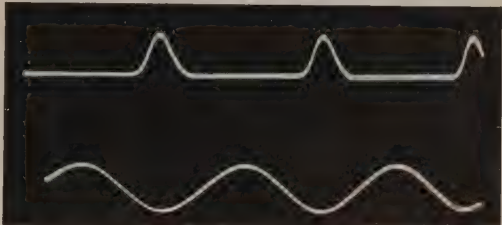


Abb. 2. Der zeitliche Intensitätsverlauf bei einem Diagnostikapparat in Halbwellenschaltung
 $U = 50 \text{ kV}$ $J = 5 \text{ mA}$ Zeitmarke: $f = 50 \text{ Hz}$.

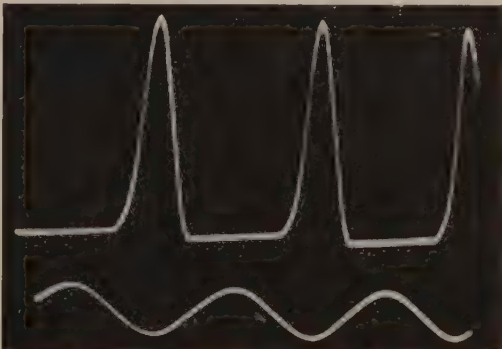


Abb. 3. Der zeitliche Intensitätsverlauf bei dem gleichen Apparat wie Abb. 2
 $U = 100 \text{ kV}$ $J = 1,7 \text{ mA}$ Zeitmarke: $f = 50 \text{ Hz}$.

der einfallenden Energie und dem Strom im SEV [7] besteht. Bei gleichbleibender Wellenlänge ist dann auch der Strom im SEV der Dosisleistung direkt proportional. Da sich jedoch bei Spannungsschwankungen an der Röhre auch das Wellenlängenspektrum der Röntgenstrahlung ändert, kann aus den Oszillogrammen nicht direkt auf die Änderung der Dosisleistung geschlossen werden. Diese quantitativen Zusammenhänge sollen weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben.

Abb. 1 gibt schematisch die Anordnung und Schaltung wieder, die bei den Versuchen benutzt wurde:

Die von der Röntgenröhre ausgehende Strahlung wird durch eine Pb-Blende so begrenzt, daß sie im wesentlichen nur den Kristall trifft. SEV und Kristall sind durch eine Al-Kappe vor Tageslicht geschützt. Das durch die Röntgenstrahlen verursachte

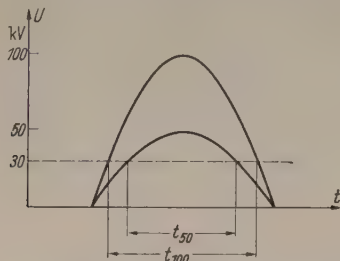


Abb. 4. $U = f(t)$ bei der Halbwellschaltung für 2. verschiedene Spannungen. Zur Erläuterung der Abb. 2 und 3.

Fluoreszenzlicht fällt auf den SEV. Der im SEV verstärkte Elektronenstrom fließt über ein Lichtmarkengalvanometer, das den arithmetischen Mittelwert des Stromes J_M anzeigt, und über den Widerstand R zur Erde. Der am Widerstand R entstehende Spannungsabfall wird entweder direkt oder nach entsprechender

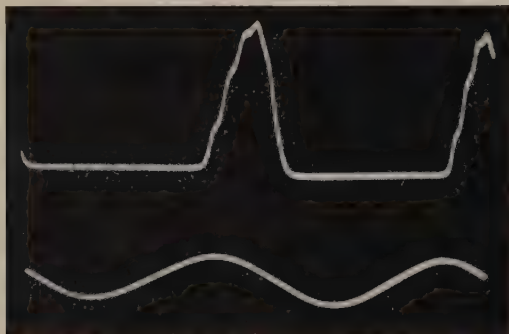


Abb. 5. Der zeitliche Intensitätsverlauf an einer Cu-Feinstrukturröhre. Halbwellschaltung.
 $U = 46 \text{ kV}$ $J = 1 \text{ mA}$ Zeitmarke: $f = 50 \text{ Hz}$.

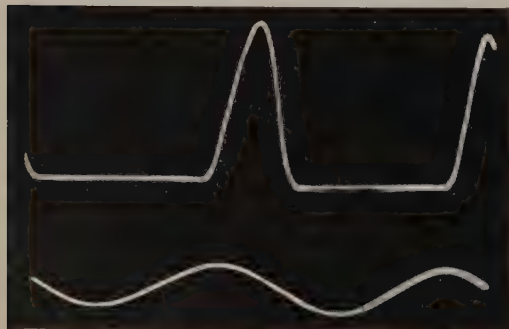


Abb. 6. Der zeitliche Intensitätsverlauf an der gleichen Röhre wie in Abb. 5.
 $U = 46 \text{ kV}$ $J = 20 \text{ mA}$ Zeitmarke: $f = 50 \text{ Hz}$.

Verstärkung an das eine Plattensystem eines Zweistrahl- oszillographen gelegt. Das zweite Strahl- system des Oszillographen dient zur Aufzeichnung einer Zeitmarke (50 Hz) oder einer Nulllinie. Mit dieser Anordnung wurden die nachfolgenden Oszillogramme an verschiedenen Röntgenapparaten photographisch aufgenommen.

Abb. 2 und 3 zeigen qualitativ den Verlauf der Intensitätsänderung bei einem Diagnostikapparat mit sog. Halbwellschaltung, bei der an der Röntgenröhre die volle Wechselspannung liegt und die Gleichrichtung durch die Röhre selbst erfolgt. Abb. 2 wurde

bei $U = 50 \text{ kV}$ und $J = 5 \text{ mA}$, Abb. 3 bei $U = 100$ und $J = 1,7 \text{ mA}$ aufgenommen. In beiden Oszillogrammen sind sämtliche übrigen Einstellungen unverändert geblieben. Wie man erkennt, steigt nicht nur die Intensität mit der höheren Spannung an, sondern gleichzeitig nimmt auch die Zeitdauer zu, innerhalb derer die Röhre eine durch den Kristall nachweisbare Strahlung aussendet. Die Erklärung ergibt sich aus Abb. 4, in die je eine Halbwelle der Spannungskurve für 50 und 100 kV gezeichnet ist: Erst wenn die volle ansteigende Spannung einen gewissen, hier bei 30 kV angenommenen Wert erreicht hat, ist der kurvenförmige Teil der Bremsstrahlung in der Lage, das Röhrenfenster merkbar zu durchdringen und den Kristall zu nachweisbarem Leuchten zu bringen. Infolge des steileren Anstiegs der 100 kV-Halbwelle wird der Schwellwert von 30 kV eher erreicht und es werden später unterschritten als bei der 50 kV-Halbwelle. Daher ist $t_{100} > t_{50}$.



Abb. 7. Der zeitliche Intensitätsverlauf bei einer Therapieanlage mit kontinuierlich konstanter Gleichspannung.
 $U = 148 \text{ kV}$ $J = 1,8 \text{ mA}$.



Abb. 8. Der zeitliche Intensitätsverlauf bei der gleichen Therapieanlage wie in Abb. 7.
 $U = 148 \text{ kV}$ $J = 6 \text{ mA}$.

Die Oszillogramme der Abb. 5 und 6 wurden an einer in Halbwellschaltung betriebenen Cu-Feinstruktur- röhre bei 46 kV, und zwar Abb. 5 bei 1 mA und Abb. 6 bei 20 mA aufgenommen. Bei dem kleinen Röhrenstrom (Abb. 5) zeigt die ansteigende Flanke eine eigenartige Welligkeit, für die zu- n. Zt. noch keine Erklärung gegeben werden kann.

Bei der Untersuchung einer Therapieanlage mit kontinuierlich-konstanter Gleichspannung wurden bei einer Spannung von 148 kV die Oszillogramme der Abb. 7 und 8 erhalten, und zwar Abb. 7 bei einem Röhrenstrom von 1,8 mA und Abb. 8 bei 6,0 mA. Die Zunahme der Welligkeit mit steigendem Röhrenstrom zeigt sich deutlich. Diese Erscheinung ist schon aus der rein elektrischen Untersuchung derartiger Schaltungen bekannt [8], da die Glättungskondensatoren während jeder Halbwelle nur eine begrenzte Elektrizitätsmenge speichern können. An Stelle der Zeitmarke wurde in Abb. 7 und 8 die Nulllinie durch das zweite Strahlensystem des Oszillographen geschrieben. Die Ablenkfrequenz am Oszillographen war jedoch unverändert geblieben.

Mit Hilfe dieses Verfahrens lassen sich also auf einfache Weise in den Spannungsversorgungsschaltungen

Röntgenanlagen auch solche Fehler ausfindigen, die charakteristische Änderungen der Strahlintensität verursachen. Das Verfahren bietet weitere Anwendungsmöglichkeiten:

Photographische Lochkameraufnahmen des Flecks von Röntgenröhren zeigen die durch die Ionenbelegung der Anode bedingte ungleiche Strahlungsverteilung im Brennfleck. Diese gleichmäßige Strahlungsverteilung ist mitunter hohen Schwankungen unterworfen, wie sich am Schirm beobachten läßt. Auch diese Änderungen können auf die angegebene Weise meßtechnisch festgestellt werden.

Für den photographischen Aufnahmebetrieb sind die Röntgenapparate mit automatischen Zeitern versehen. Eine genaue Einstellung und Kontrolle der Schaltzeiten läßt sich zwar auch in den dafür vorgesehenen Stromkreisen vornehmen, zum Schluß kommt jedoch ausschließlich die Zeit, während der die Röhre strahlt. Mit den modernen Kathodenoszillographen für einmalige Zeitablenkung läßt sich eine Kontrolle der Schaltzeiten nach der oben angegebenen Methode am einfachsten und sichersten vornehmen.

Zusammenfassung.

Eine Meßmethode zur oszillographischen Aufzeichnung der Intensitätsschwankungen der Röntgenstrahlung wird angegeben. Die Strahlung fällt auf einen mit Thallium aktivierten NaJ -Kristall, dessen Lumineszenz durch einen Sekundäremissionsvervielfacher verstärkt wird. Der Spannungsabfall, den der Strom im SEV an einem Widerstand erzeugt, wird über einen Verstärker einem Kathodenstrahloszillographen zugeführt. Die Methode kann u. a. dazu benutzt werden, die durch die Spannungsschwankungen in verschiedenen Stromversorgungsschaltungen verursachten Intensitätsschwankungen der Strahlung zu beobachten. Einige typische Oszillogramme werden diskutiert.

Literatur. [1] Ausführliche Literaturzusammenstellung HANLE, W.: *Naturwiss.* **35**, 176 (1951). — [2] BREITLING, G., und R. GLOCKER: *Strahlentherapie* **90**, 391 (1953). — [3] SEEMANN, H., und K. F. SCHOTZKY: *Naturwiss.* **17**, 960 (1929). — [4] HOFSTADTER, R.: *Phys. Rev.* **75**, 796 (1949). — [5] BREITLING, G. und R. GLOCKER: *Naturwiss.* **39**, 84 (1953). — [6] BREITLING, G.: *Z. f. angew. Phys.* **4**, 401 (1952). — [7] HANLE, W.: *Phys. Blätter* **9**, 399 (1950). — [8] GLOCKER, R.: *Materialprüfung mit Röntgenstrahlen*, Springer Verlag 1949.

Dr. WALTER HÜBNER,

Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig.

Ultraschalldurchgang durch poröse Körper in Flüssigkeiten.*

Von GERHARD SCHMID und HEINRICH KNAPP, Köln.

(Aus dem Laboratorium für physikalische Chemie und Kolloidchemie der Universität Köln.)

Mit 11 Textabbildungen.

(Eingegangen am 4. Mai 1953.)

I. Einleitung.

Die Vorgänge beim Durchgang von Ultraschall durch flüssigkeitsgetränkte, in Flüssigkeit gefüllte poröse Körper gewinnen in letzter Zeit mehr und mehr an Interesse. So ist z. B. das menschliche Gewebe, mit dem man es in der Ultraschalltherapie zu tun hat, ein derartiges inhomogenes System. Der Wirkungsmechanismus bei der Ultraschalltherapie ist ein heute noch umstrittenes Problem. Zum Teil ist die Wirkung direkt der „inneren Massage“ des Schalls, d. h. der in dem inhomogenen Gewebe auftretenden Relativbewegung der verschiedenen Gewebesteile, zum Teil wird sie der Wärmewirkung, die bei der Absorption des Ultraschalls auftritt, oder der Kavitation, den chemischen oder den physikalischen Sekundärerscheinungen zugeschrieben. Die Bedeutung erlangte die Einwirkung des Schalls auf poröse Systeme in letzter Zeit bei Verfahren zur Beschleunigung von Wasch- und Färbeprozessen und in der Unterwasserschalltechnik.

Während der Schalldurchgang durch poröse Stoffe ein vielfach bearbeitetes und theoretisch erschlossenes Gebiet ist, da derartige Stoffe als sogenannte Schalllunker zur akustischen Verbesserung von Bauteilen dienen, gibt es über den Schalldurchgang durch poröse Körper in Flüssigkeiten noch keine befriedigende Arbeit. Eine theoretische Durchdringung dieses Gebietes stößt auf erhebliche Schwierigkeiten,

weil hier die Porengerüstsubstanz mit der schwingenden Porenflüssigkeit durch Reibung sehr eng gekoppelt ist und daher selbst an den Schwingungen stark teilnimmt, während eine solche Beteiligung der Gerüstsubstanz im Falle gasgefüllter Poren vernachlässigbar klein ist. Andererseits besteht in Flüssigkeiten der Vorteil, die Schwingungsverhältnisse experimentell durch Strömungspotentialmessungen studieren zu können. Über diese durch Ultraschall hervorgerufenen Wechselströmungspotentiale liegen einige Arbeiten vor, die kurz vor unserer ersten Veröffentlichung [1] über diesen Effekt erschienen sind.

So hat M. WILLIAMS [2] durch Schall- und Ultraschallwellen Strömungspotentiale an porösen Glasfritten erzeugt und diese Potentiale zur Messung von Stoßdruckwellen in Rohrleitungen verwendet. Durch Vergleich der Anzeige eines nach diesem Prinzip gebauten Gerätes mit einem Standard-Hydrophon konnte er nachweisen, daß das Gerät scharfe Druckstöße richtig wiedergibt. J. BUGOSEH, E. YEAGER und F. HOVORKA [3] berichten über die Entdeckung eines Wechsellpotentials in Ultraschallfrequenz an einem baumwollumspannenen Kupferdraht, der in beschalltes Wasser oder verdünnte Elektrolytlösung taucht. Sie deuten diesen Effekt als elektrokinetische Potentialbildung in der flüssigkeitsgetränkten Baumwolle und verwenden ihn zum Bau einer richtungsunabhängigen Ultraschallsonde [4].

In der vorliegenden Arbeit, in der diese elektrokinetischen Erscheinungen etwas eingehender untersucht und zur Aufklärung der Bewegungsverhältnisse in

den Poren herangezogen werden sollen, wird als Modell für die porösen Stoffe gebrannter Ton verwendet. Er zeigt beim Durchpressen einer $n/1000$ KCl-Lösung ein gut reproduzierbares Strömungspotential. Außerdem unterscheidet er sich in Kompressibilität und Dichte stark von Wasser, so daß große Relativbewegungen zu erwarten sind. In diesem Sinne wirkt auch der noch nicht allzu kleine Porendurchmesser von $0,3 \mu$, der noch keine zu große Reibungskopplung auftreten läßt. Es werden die bei einer Ultraschallfrequenz von 350 kHz auftretenden Wechselströmungspotentiale an Tonplatten verschiedener Dicke gemessen, und zwar erstens die an den beiden Außenflächen auftretenden Potentiale in Abhängigkeit von der Plattendicke der Tondiaphragmen und zweitens mit Hilfe eingebrannter Elektroden, die quer durch das Innere der Diaphragmen sich ausbildende Potentialverteilung. Da die rechnerische Deutung der beobachteten Abhängigkeiten zahlenmäßig zu umständlich und unsicher ist, wurden die mechanischen Schwingungen in der porösen Schicht mit einer Pendelapparatur modellmäßig nachgeahmt, wodurch ein weitgehendes Verständnis der experimentellen Beobachtung an den Diaphragmen und der zugrundeliegenden Schwingungsvorgänge erzielt werden konnte.

II. Experimentelle Methode.

Beim Durchgang von Schallwellen durch ein poröses Medium sind Relativbewegungen zu erwarten, da sich Porengerüstsubstanz und Porenflüssigkeit nach Kompressibilität und Dichte voneinander unterscheiden. Idealisiert kann man sich vorstellen, daß in der Gerüstsubstanz eine Welle von bestimmter Ausbreitungsgeschwindigkeit läuft und in der Porenflüssigkeit eine Welle von anderer Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die von diesen Wellen hervorgerufenen Bewegungen sind jedoch durch Reibung stark miteinander gekoppelt; im Falle schräg und nicht zylindrisch in Schallrichtung verlaufender Poren kommt dazu noch eine direkte Kraftkopplung. Diese Kopplung versucht, die Bewegung in den beiden Medien aneinander anzugleichen. Ist die poröse Substanz als planparallele Scheibe in die Flüssigkeit getaucht, mit der ihre Poren vollgesogen sind und treffen auf diese Scheibe senkrecht ebene Schallwellen auf, so entstehen an den Grenzflächen Einstromvorgänge. Diese erfüllen folgende Bedingungen, falls die Wellenlänge sehr groß gegen den Kapillarendurchmesser ist:

a) An der Trennebene herrscht in den drei Bestandteilen: freie Flüssigkeit, Porenflüssigkeit und Ton in jedem Augenblick gleicher Druck.

b) Die Einstromung erfüllt die Kontinuitätsbedingung: Die Gesamtströmung in der freien Flüssigkeit unmittelbar an der Grenzfläche muß gleich sein der Summe aus der Strömung in die Poren plus der Strömung, die in den durch Wegbewegung des Tons freiwerdenden Raum einfließt.

Diese Randbedingungen bestimmen die Relativbewegung unmittelbar an der Eingangs- und Ausgangsfläche der Schicht und beeinflussen die weitere Ausbreitung nach dem Innern zu.

Zur Messung dieser Relativbewegungen erweisen sich Strömungspotentiale als ausgezeichnetes Hilfsmittel. Das Strömungspotential ist bekanntlich eine elektrokinetische Erscheinung und entsteht, sobald man eine Flüssigkeit, am besten einen Elektrolyten geringer Konzentration, durch eine Kapillare

oder durch ein poröses System hindurchpreßt. Erscheinung erklärt sich dadurch, daß die Wand Kapillaren mit einer festsitzenden elektrischen Ladung behaftet ist — im Falle porösen Tons ist diese Wandladung negativ — während die Gegenladung in der Porenflüssigkeit frei beweglich ist. In näheren Einzelheiten über die diffuse Doppelschicht in der sich diese Gegenladung ausbildet, sowie Ableitung der HELMHOLTZ-SMOLUCHOWSKISCHEN Formel für das normale Gleichdruck-Strömungspotential findet man z. B. bei E. LANGE [5] und bei H. FREUNDLICH [6].

In der HELMHOLTZ-SMOLUCHOWSKISCHEN Formel wird vorausgesetzt, daß die Bewegung eine „laminare“ ist, d. h., daß die Beschleunigungsglieder gegen die Reibungsglieder in den hydrodynamischen Gleichungen zu vernachlässigen sind [7]. Diese für Gleichströmungen im allgemeinen erfüllte Voraussetzung gilt für die Wechselströmungen der Ultraschallwellen sicher nicht mehr. Man kann daher keine strengen quantitativen Schlüsse aus den mit Gleichdruck gemessenen üblichen Strömungspotentialen auf Wechselpotentiale im Ultraschallfeld ziehen. Die genaue Beobachtung der letzteren ist aber trotzdem sehr aufschlußreich für die Erkenntnis der Schwingungsvorgänge in dem porösen System, wie folgende Betrachtung lehrt.

Man braucht für diese Betrachtung nur zu wissen, daß durch die Strömung der Porenflüssigkeit eine mechanische Ladungstrennung stattfindet, indem Gegenionen von der Strömung mitgenommen werden. Dadurch baut sich in dem porösen System in Stromrichtung ein Potentialgefälle auf. Dieses reicht dadurch einen Gleichgewichtszustand aus, in dem es gleichzeitig einen gewöhnlichen elektrolytischen Rückstrom verursacht. Die sich in Strömungsrichtung im Innern des Diaphragmas einstellende Feldstärke folgt dann aus der Bedingung der Gleichheit von Konvektionsstrom und elektrolytischem Rückstrom. Im Falle des Ultraschalls entstehen im Innern des Diaphragmas Wechselraumladungen. Diese kommen dadurch zustande, daß Gerüstsubstanz und Porenflüssigkeit mit ihren entgegengesetzten Ladungen verschieden weit ausgelenkt werden. Der hierdurch entstehende Wechselkonvektionsstrom setzt sich in jedem Augenblick ins Gleichgewicht mit dem elektrolytischen Rückstrom. Bei rechnerischer Ausführung¹ dieses Gedankens findet man für die an einer Stelle x in Schallrichtung auftretende elektrische Feldstärke im Innern des Diaphragmas

$$\mathcal{E}(x) = i \cdot \text{const.} \cdot (\mathcal{W}_{\text{fest}}(x) - \mathcal{W}_{\text{fl}}(x)).$$

Dabei bedeuten $\mathcal{W}_{\text{fest}}(x)$ bzw. $\mathcal{W}_{\text{fl}}(x)$ die Zeiger der Auslenkung der Gerüstsubstanzteilchen (Ton) und Porenflüssigkeitsteilchen (Elektrolyt); i ist die imaginäre Einheit, x ist eine Koordinate in Schallrichtung. Die Feldstärke an einer Stelle x ist also, wie auch unmittelbar einleuchtet, durch diese Zeigerdifferenz der Ausschläge von Ton und Elektrolyt bestimmt. Irgendwo quer durch das ganze Tondiaphragma auftretende Spannung erhält man durch Integration der Feldstärke über die Schichtdicke D des Diaphragmas:

$$U = \int_0^D \mathcal{E}(x) dx = i \cdot \text{const.} \cdot \int_0^D (\mathcal{W}_{\text{fest}}(x) - \mathcal{W}_{\text{fl}}(x)) dx.$$

¹ Vgl. Diss. H. KNAPP l. o. S. 11 ff.

Gesamtspannung U setzt sich also aus den an Stelle x herrschenden Teilspannungen $i \cdot \text{const.}$ $U(x) - U(x) \cdot \Delta x$ zeigermäßig so zusammen, es Abb. 1 zeigt. Diese Zusammensetzung muß unmittelbar experimentell verfolgen lassen, wenn lingt, in das Innere eines Tondiaphragmas feine troden einzubringen, mit deren Hilfe man Teilnungen im Innern messen kann. Treten zwischen inneren Elektroden Wechselfotentiale auf, so ist ein unmittelbarer Nachweis für im Innern des bragmas stattfindende Relativbewegungen.

an kann die Wechselströmungspotentiale jedoch mit dem mechanischen Schwingungszustand des hragmas als Ganzem vergleichen. Dazu kann z. B. Messungen der Strömungspotentiale und der lldurchlässigkeit an Diaphragmen verschiedener httdicke durchführen. Mit Hilfe der Schalldurch- keitsmessungen in Abhängigkeit von der Schicht- kann man die Wellenlänge der Schallwellen im mtsystem Ton plus Porenflüssigkeit feststellen. Durchlässigkeit zeigt bekanntlich bei Schichten anderem Wellenwiderstand als dem der an- elnden Flüssigkeit einen periodischen Verlauf mit eriode einer halben Wellenlänge. Ist die Schicht ein Vielfaches einer halben Wellenlänge abge- nt, so schwingt sie in Resonanz und zeigt ein umm der Durchlässigkeit. Bei dazwischenliegen- Schichtdicken sinkt die Durchlässigkeit ab. Es n zu erwarten, daß auch das Strömungspotential hängigkeit von der Schichtdicke eine räumliche dizität aufweist, die in irgendeiner Beziehung zu Wellenlänge im Gesamtsystem Ton plus Poren- keit steht.

III. Versuchsanordnung.

Meßapparatur muß gestatten, kleine, vom schall erzeugte, Wechselspannungen in der mordnung von etwa 1—10 mV nach Betrag und bei definierter Justierung zu messen. Da die n Meßspannungen unmittelbar neben einem n Ultraschall-Generator erzeugt werden, ist Abschirmung und sonstige Maßnahmen darauf hten, daß keine elektromagnetisch induzierten ungen gemessen werden. Geeignete Vorrich- n müssen dies zu überprüfen gestatten.

s Ultraschall-Generator wurde ein Gerät der Dr. Steeg & Reuter für 350 kHz verwendet, ursprünglich nur im Halbwellenbetrieb und in erregung arbeitete. Durch einen hinzugebauten rrichter und eine quarzgesteuerte Vorstufe wurde nach Größe und Frequenz konstante Hoch- enzspannung von etwa 2000 V erzeugt. Mit Hilfe eizung der Senderöhre war sie in gewissen Gren- egebar. Die Frequenzstabilisierung war not- g, da die Wellenlänge für die später noch zu be- nende Justierung sehr genau konstant gehalten n mußte. Der HF-Generator, der vollständig sein eisernes Gehäuse abgeschirmt war, arbeitete eine abgeschirmte Leitung auf den Sendequarz, RAUBELSche Berandung (größter Durchmesser n, kleinster Durchmesser 54 mm) hatte, um mög- ebene Schallwellen zu erzielen. Die Quarz- ung wurde justierbar ausgeführt, um den Ab- zwischen Quarz und Diaphragma variieren und einander parallel stellen zu können. Der Quarz, Teile seiner Halterung, ruhten in Öl. Er wurde

mit seiner Rückseite gegen eine Reflektor-Platte aus Messing gedrückt, die durch Abstandsstifte aus Plexi- glas in $\frac{1}{4}$ -Wellenlänge Abstand von ihm entfernt ge- halten wurde. Man gewinnt bekanntlich durch diese Anordnung die doppelte Amplitude an der vorderen Quarzfläche. Die Reflektorplatte war samt dem Quarz auf einem Dorn durch Stellschrauben schwenkbar, um Parallelstellung mit dem Diaphragma zu erreichen. Der Dorn konnte auf Bock und Schlitten hin- und hergefah- ren werden, womit die Einstellung des Abstandes zwi- schen Quarz und Diaphragma justiert werden konnte. Die ganze Quarzhalterung ruhte in einem ölgefüllten Kupfergefäß. Den Schalldurchtritt in das eigentliche

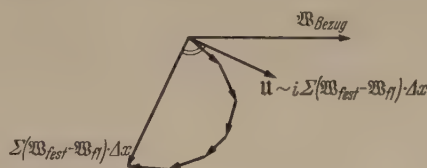


Abb. 1. Gewinnung der Gesamt-Spannung U aus den Ausschlagsdifferenzen.

Meßgefäß ermöglichte eine dünne Kupferfolie. Der Schalldurchtritt konnte aber auch durch einen ver- schiebbaren Schallabschließer, der aus einer Filz- platte und einem Luftpolster bestand, abgesperrt werden, um die Überprüfung auf elektromagnetische Einstreuung vornehmen zu können. Abb. 2 zeigt die ganze Anordnung schematisch. Das Meß- oder Elektro- lytgefäß war ein liegender Kupfertrog mit einem ab- gebogenen, mit Glaswolle gefüllten Absorptions- schwanz am Ende zur Vermeidung stehender Wellen hinter dem Diaphragma. In etwa 20 cm Abstand vom

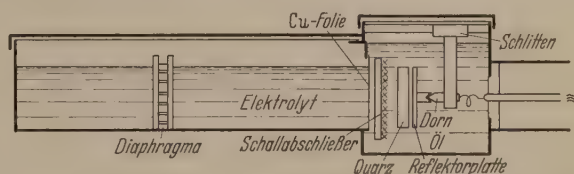


Abb. 2. Apparatur zur Messung der von Ultraschallwellen in porösen Diaphragmen erzeugten Wechselströmungspotentiale (schematisch).

Quarz war die Diaphragmen-Halterung angebracht, in die Diaphragmen der Fläche $50 \times 50 \text{ mm}^2$ ein- gesetzt werden konnten. Die Halterung bestand aus einem fest am Trog verschraubten und einem beweg- lichen Rahmen. Letzterer konnte über eine geeignete Hebelvorrichtung gegen den ersteren gedrückt werden, so daß die Diaphragmen definiert dazwischen fest- gespannt waren. Die Rahmen trugen auch die beiden äußeren Meßelektroden, die als Silberdrahringe auf dem Diaphragma auflagern. Zur Vermeidung von Ver- unreinigungen des Elektrolyten durch die Metallwände wurde das ganze Meßgefäß mehrmals mit einem farb- losen Lack ausgegossen.

Als Schallempfänger war eine kleine, flache Quarz- sonde vorgesehen, die unmittelbar auf das Diaphragma aufgelegt wurde, um an dessen Eingangsfläche den Schallwechseldruck zu messen. Es gelang, Quarz- sonden herzustellen, die 0,3 mm dick waren und eine Fläche von etwa $2 \times 3 \text{ mm}^2$ hatten. Die Zuleitung dieser Quarzsonde führte durch die Seitenwand des Troges.

Das zu messende Strömungspotential und die von der Quarzsonde erzeugte Spannung waren nun nach

Betrag und Phase miteinander zu vergleichen. Dazu wurden an die Seitenwand des Troges zwei kleine Vorverstärker angebaut. Diese arbeiteten über einen rotierenden Umschalter auf den Hauptverstärker eines Elektronenstrahl-Oszillographen. Der Umschalter leitete einmal die Spannung des einen, einmal die des anderen Vorverstärkers an den Hauptverstärker weiter, so daß beide Sinus-Linien übereinander geschrieben wurden. Zwischen den Umschaltungen wurde noch kurz geerdet, damit die Null-Linie mitgeschrieben wurde. Es entstanden Oszillogramme nach Art der Abb. 3, die nach Phase und Betrag leicht auszuwerten waren. Die Synchronisierung der Zeitablenkung des Oszillographen wurde durch eine Spannung vorgenommen, die vom Schwingstrom des Schallgenerators in einem kleinen HF-Transformator erzeugt wurde.

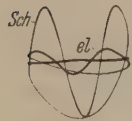
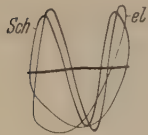


Abb. 3. Oszillogramme zum Vergleich der Wechselstromströmungspotentiale nach Betrag und Phase mit dem Schwingstrom zum Sendequarz.

Sch = Schwingstrom (konstant gehalten als Bezugsgröße). — el = elektrostatisches Potential bei Schichtdicken von 2,90 u. 5,30 mm.

Die Vorverstärker wurden durch einen Gegentaktingang erdsymmetrisch ausgeführt. Zur Umschaltung und Weiterverstärkung wurde durch eine besondere Stufe der Übergang vom symmetrischen Eingangsteil auf den gewöhnlichen unsymmetrischen Endverstärker vollzogen. Es wurde hierdurch, zusammen mit der Abschirmung, erreicht, daß Störspannungen quantitativ ausgeschaltet waren, was mit Hilfe des oben erwähnten Schallabschließers leicht zu überprüfen war.

IV. Die Messungen.

Die verwendeten Tondiaphragmen hatten, wie durch Elektronen-Mikroskop-Aufnahmen und Durchströmungsversuche etwa übereinstimmend festgestellt wurde, einen mittleren Porendurchmesser von $0,3 \mu$. Die Durchmesser schwankten zwischen der Hälfte und dem Doppelten dieses Wertes. Der Wassergehalt betrug 40 Vol.%; er gibt das Verhältnis von Porenvolumen zu Gesamtvolumen an. Die makroskopische Dichte des lufttrockenen Tons ergab sich zu $1,54 \text{ g/cm}^3$, woraus sich die Dichte der Tonteilchen selbst zu $2,57 \text{ g/cm}^3$ berechnen läßt. Der Elastizitätsmodul des lufttrockenen Tons wurde durch Biegeversuch an einem Tonstäbchen zu etwa $8,6 \cdot 10^{10} \text{ dyn/cm}^2$ bestimmt, während die adiabatische Volumelastizität des Wassers $2,25 \cdot 10^{10} \text{ dyn/cm}^2$ beträgt. Der Elastizitätsmodul der Tonteilchen selbst dürfte etwas höher liegen, ungefähr bei $\frac{1}{0,6} \cdot 8,6 \cdot 10^{10} = 14,3 \cdot 10^{10} \text{ dyn/cm}^2$.

Für die Messungen an Diaphragmen bei verschiedener Schichtdicke wurden etwa 50 Diaphragmen, die von der Porzellan-Manufaktur Haldenwanger, Berlin, bezogen waren, auf die gewünschte Schichtdicke abgedreht. Die kleinste Schichtdicke, die noch hergestellt werden konnte, betrug 1,2 mm, die größte untersuchte Schichtdicke betrug 10,6 mm. Die Diaphragmen waren in einem Brand hergestellt worden und wurden alle stets gleichmäßig behandelt. Um sie möglichst vollständig mit dem Elektrolyten vollzutränken, wurde dieser langsam unter Wasserstrahlpumpenvakuum zugegeben, so daß er genügend Zeit hatte, in die Kapillaren einzufließen und möglichst alle Luft aus

den Poren zu verdrängen. Die Diaphragmen standen dabei senkrecht im Evakuierungsgefäß und die Schallgeschwindigkeit des Elektrolyten war auf etwa 1500 m pro Stunde eingestellt. Nach den Messungen wurden die Diaphragmen jeweils mehrere Stunden bei getrocknet. Es hatte sich nämlich gezeigt, daß sich längerem Aufbewahren im Elektrolyten leicht Schimmel bildete, der das Strömungspotential empfindlich störte.

Der Elektrolyt, $n/1000 \text{ KCl}$, wurde vor jeder Messung durch etwa einstündiges Kochen unter mindertem Druck entgast. Diese Maßnahme ersicherte sich für die Reproduzierbarkeit der Messungen als wesentlich, da die sich sonst ausbildenden Kavitationsblasen die Schallausbreitung sehr beeinträchtigt. Die Temperatur des Elektrolyten wurde bei jeder Messung auf 25°C konstant gehalten, damit die eingestellte Justierung durch Änderung der Wellenlänge mit der Temperatur nicht verändert wurde.

Wie schon beschrieben, wurde zunächst versucht, den Schallwechseldruck unmittelbar an der Diaphragmenfläche mit Hilfe der direkt aufgelegten Schallsonde konstant zu halten und diesen als Bezugsgröße für die Strömungspotentialmessungen zu verwenden. Es zeigte sich jedoch, daß diese Wahl als Bezugsgröße nicht günstig war. Bei Verändern des Abstandes Quarz-Diaphragma zeigt nämlich das Strömungspotential an den Stellen ein Minimum, an denen der Wechseldruck auf der Diaphragmenfläche ein Maximum ist, obwohl sich in diesem Bereich stehende Wellen ausbilden und damit die Leistungsaufnahme ein Maximum ist. An den dazwischenliegenden Stellen, bei denen der Schallwechseldruck am Diaphragma fast zu Null absinkt, zeigte jedoch das Strömungspotential sein Maximum. Man kann nun mit einem Schallwechseldruck-Meßglied auch die Schallschnelle auf einer Grenzfläche messen. Man braucht dazu nur das Druckmeßglied um Abstand von $\frac{1}{4}$ -Wellenlänge vor der Grenzfläche anbringen. Im vorliegenden Falle war dies durch Unterlegen eines 1 mm starken Abstandstückchens unter die Zuleitung der Sonde leicht zu erreichen. Tatsächlich ergab sich, in dieser Stellung eine vollständig gleichlaufende Änderung der Anzeige des Strömungspotentials und der Schallsonde. Dieser Befund deutet darauf hin, daß der Name Wechselstromungspotential tatsächlich zu Recht besteht, da die Strömung, d. h. die Schallschnelle, die bestimmende Größe ist.

Ihre praktische Konstanthaltung mit der so geordneten Schallsonde erwies sich wegen der zu großen Schwankungen der Sondenanzeige in dem von Interferenzen nicht freien Ultraschallfeld als undurchführbar. Deshalb wurde mit der Schallsonde lediglich die Justierung auf Schallschnelle-Maximum am Diaphragmen-Eingang vorgenommen. Konstant gehalten wurde dagegen der Schwingstrom zum Sendequarz. Dies ist, wie auch das Strömungspotential, das sich ja über die Diaphragmenfläche ausmittelt und deshalb von lokalen Interferenzen unbeeinflusst ist, leicht konstant zu halten, so daß sich gut reproduzierbare Messungen ergeben. Der Schwingstrom wurde mit Hilfe der Heizung der Endröhre nachgeregelt. Diese Regelung war oft beträchtlich, da die Belastung des Senders durch die Diaphragmen verschiedener Schichtdicke verschieden ist. Wie man sich überlegen kann, wird durch

stanthaltung des Schwingstroms die Schall-
elle auf der strahlenden Quarzfläche¹ statt auf
Diaphragmen-Eingangsfäche konstant gehalten.
er später zu besprechenden Nachbildung der Ver-
sanordnungen mittels Pendelreihen, ist dieser
jedoch ebenso leicht realisierbar.

n Abb. 4a, b, ist der Betrag und die Phase des
mungspotentials in Abhängigkeit von der Schicht-
e dargestellt. Die Phase ist bezogen auf den
ingstrom und ist durch die Phasendrehung im
erstärker gefälscht. Die absolute Phasenmessung
n die mit Hilfe der Quarzsonde gemessene Schall-
elle am Diaphragmen-Eingang erwies sich als zu
niedrig und unreproduzierbar.

aus der Betragskurve ist zu erkennen, daß die ge-
enen Strömungspotentiale je nach Schichtdicke
ehen etwa 0,5 und 5 mV liegen. Da der Widerstand
vollgesogenen Diaphragmen (etwa 2000 Ω) sehr
egen den Eingangswiderstand des Verstärkers
 Ω) ist, ist dies tatsächlich die von den Diaphrag-
erzeugte Spannung. Bei den Schichtdicken 5,2 und
mm befinden sich ausgeprägte Minima, bei denen
Strömungspotential fast ganz verschwindet. Da-
ehen liegen deutliche Maxima, nämlich bei etwa
und 7,7 mm. Hiernach treten also abwechselnd
ima und Minima des Strömungspotentials auf,
man die Schichtdicke jeweils um etwa 2,6 mm
rößert. Das zweite Maximum ist schon erheblich
er als das erste. Es scheint, daß das Strömungs-
ntial bei sehr dünnen Diaphragmen, die nicht
hergestellt werden konnten, stark ansteigt. Das
imum bei 1,9 mm ist daher wohl mehr zufälliger
r und ohne tiefere Bedeutung. Betrachtet man
larüber gezeichnete Phasenkurve Abb. 4b, so er-
t man, daß sie bei den Schichtdicken der Minima
a Sprung macht, während sie sonst stetig verläuft.
Reproduzierbarkeit war, was den Charakter der
ven an betrifft, gut. Die Beträge waren bei den spä-
h Messungen etwas niedriger, die Lage der Minima
ankte um etwa 2/10 mm, was vermutlich von
vankungen in der Justierung des Abstandes Quarz-
phragma herrührt.

Um diese periodische Abhängigkeit des Strömungs-
ntials von der Schichtdicke deuten zu können,
sen — wie schon ausgeführt — Messungen der
lldurchlässigkeit bei verschiedener Schichtdicke
acht werden. Mit diesen Messungen erfaßt man
ssermaßen die Summenschwingung von Ton und
nflüssigkeit, die ja durch die Reibung miteinander
effet sind, während man mit der empfindlichen
ode des Strömungspotentials die kleine Differenz-
zwingung erfaßt. Um vergleichen zu können, führt
die Messung zweckmäßig bei derselben Justierung
bei der Messung des Strömungspotentials durch,
bei Einstellung auf Schallschnelle-Maximum am
bragmen-Eingang unter Konstanthaltung des
ingstromes. Zur Messung der hindurchgelassenen
llintensität erwies sich die Methode der Spaltbild-
reiterung von TH. HÜTER und R. POHLMAN [8] als
gnet, da sie ebenfalls über den Querschnitt des

Schallfeldes mittelt. Bei dieser Methode wird durch
das Schallfeld hindurch ein beleuchteter Spalt abge-
bildet, wobei jedoch das abbildende Bündel auf etwa
eine Schallwellenlänge begrenzt wird. Dadurch entsteht
keine Beugungsfigur des abgebildeten Spaltes, sondern
lediglich eine Verbreiterung des Spaltbildes. Diese Ver-
breiterung ist dem Schallwechseldruck proportional.
Bei der vorliegenden Intensität von etwa 1 W/cm² be-
trägt sie zwar nur etwa 4 mm. Durch Photographieren
und Ausphotometrieren des verbreiterten Spaltbildes
läßt sich jedoch eine für die vorliegenden Zwecke hin-
reichende Genauigkeit erzielen.

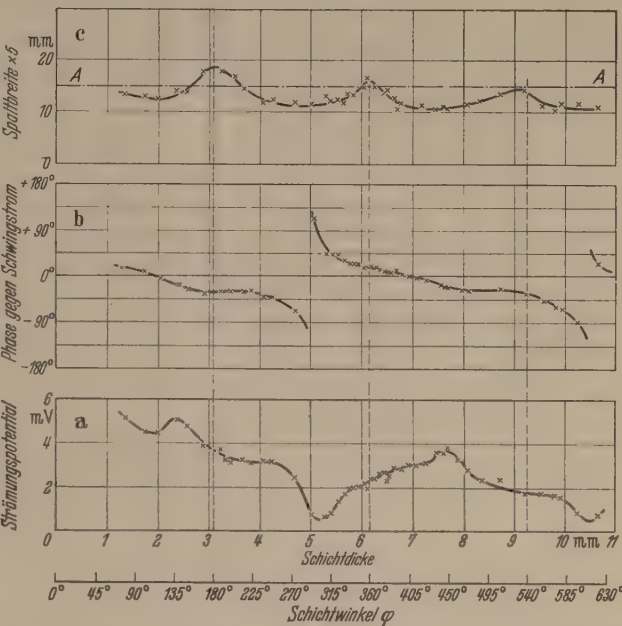


Abb. 4. Abhängigkeit des Betrags (a) und der Phase (b) des Strömungspotentials sowie der Wechseldruckamplitude hinter dem Diaphragma (c) von der Schichtdicke der Diaphragmen. Bezugsgröße ist der konstant gehaltene Schwingstrom.

Die Abhängigkeit des durchgelassenen Schalls von
der Schichtdicke, die auf diese Weise erhalten wurde,
ist in Abb. 4c dargestellt. Man erkennt, daß in einer
räumlichen Periode von etwa 3,1 mm Resonanzstellen
auftreten. Diese ergeben bei niedrigen Schichtdicken
eine ausgesprochene Resonanzüberhöhung, wie man
aus der Linie AA erkennt, die die abgegebene Sender-
leistung ohne dazwischen geschaltetes Diaphragma
bei konstant gehaltenem Schwingstrom repräsentiert.
In den Zwischenstellen sinkt die Durchlässigkeit ver-
hältnismäßig wenig ab. Dieses, von der üblichen
RAYLEIGHschen Darstellung des Schalldurchgangs
durch Platten von anderem Wellenwiderstand ab-
weichende Verhalten, erklärt sich vermutlich durch
die vorliegende Justierung mit starker Rückwirkung
auf den Sender. Die Verhältnisse werden durch den
später zu besprechenden Pendelreihenversuch sehr gut
wiedergegeben.

Bezüglich der Lage der Maxima und Minima der
Kurven 4a und 4c fällt Folgendes auf: Die Extrema
der Strömungspotentialkurve fallen nicht mit den
Resonanzstellen zusammen. Auch die Periode scheint
in den beiden Fällen nicht gleich zu sein. Die Extrema
der Strömungspotentialkurve haben einen Abstand
von etwa 2,6 mm, die Maxima der Durchlässigkeits-
kurve von 3,1 mm. Ob dieser kleine Unterschied
wirklich reell ist, konnte nicht genauer nachgeprüft

Vgl. K. v. SANDEN, Diss. Techn. Hochschule Hannover
S. 33. Dort wird die Proportionalität der Schall-
elldifferenz an Vorder- u. Rückseite des Quarzes mit
Schwingstrom abgeleitet. Bei der gewählten Anordnung
reflektorplatte dürfte der Einfluß der Rückseite vernach-
lässigbar sein.

werden, da keine Diaphragmen größerer Schichtdicke zur Verfügung standen.

Wie schon ausgeführt, würden direkte Strömungspotentialmessungen im Innern des Diaphragmas den besten Nachweis einer dort stattfindenden Relativbewegung ergeben. Sie wären außerdem eine wertvolle Ergänzung zu den vorstehenden Messungen bei verschiedener Schichtdicke. Die inneren Elektroden müssen in Ebenen parallel zu den Schallwellenfronten in den Ton eingebracht werden, um von lokalen Interferenzen freizukommen. Am geeignetsten erschien, die

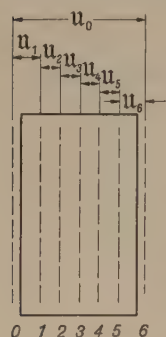


Abb. 5. Zur Benennung der Elektroden sowie der zwischen ihnen gemessenen Spannungen.

Elektroden als Lagen dünner Drähte direkt in den Ton einzubrennen. Dies gelang auf folgende Weise: Eine Hilfsvorrichtung bestand aus einem Metallrahmen mit außen angebrachten Zähnen. Über diese Zähne konnten unter Zwischenlage von Abstandstreifen aus 1 mm starkem Plexiglas dünne Drähte in einer Ebene straff ausgespannt werden, so daß der Abstand von einer Drahtlage zur nächsten 1,2 mm betrug (Drahtdurchmesser 0,2 mm). Diese Drahtlagen wurden im Wechsel mit feuchtem Ton Schicht für Schicht eingebracht und so in den Ton eingebettet. Nach dem Trocknen des Tons wurde der Metallrahmen auseinandergenommen und das Diaphragma mit seinen jetzt festsitzenden Drahtlagen herausgenommen und gebrannt. Es wurden 5 Lagen

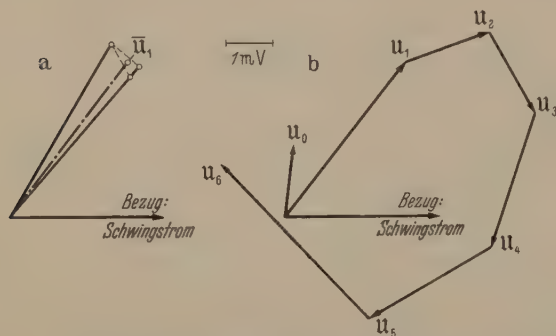


Abb. 6a. Zur graphischen Mittelung der Zeiger.

Abb. 6b. Zeigeraddition der im Innern des Diaphragmas gemessenen Teilspannungen u_1 bis u_5 und Vergleich mit der außen gemessenen Gesamtspannung u_6 .

innerer Elektroden eingebrannt. Der Abstand der Drähte in einer Ebene betrug etwa 2 mm. Als Drahtmaterial wurde Chromnickel verwendet, das die Brenntemperatur von etwa 1000° aushält. Es wurde ein Gießton verwendet, der beim Trocknen und Brennen nicht schwindet und formbeständig bleibt.

Die Justierung des so hergestellten Diaphragmas erfolgte in der schon beschriebenen Weise. Es wurde das Gesamtströmungspotential, wie bisher, sowie Strömungspotentiale zwischen je zwei inneren Elektroden gemessen. In Abb. 5 ist die Bezeichnung der inneren und äußeren Elektroden sowie die Bezeichnung der zwischen ihnen zu messenden Spannungen eingetragen. Als Bezugszeiger diente wieder der Schwingstrom. Jede der Spannungen wurde bei einem Meßdurchgang dreimal gemessen. Dabei ergaben sich sowohl nach Betrag als auch nach Phase Fehler. Für die Spannung u_1 ist dies z. B. in Abb. 6a herausgezeichnet. Der Schwerpunkt des von den drei Meß-

punkten aufgespannten Dreiecks wurde nun als best. Mittel angesehen. Die Summation der so gemittelten 6 Zeiger ergab Abb. 6b. Die Spitze des Zeigers müßte mit der Spitze des Zeigers des Gesamtspotentials u_6 zusammenfallen. Dies dürfte innerhalb der Fehlerbreite erfüllt sein, wenn man bedenkt, daß bei Addition der Einzelzeiger u_1 bis u_5 eine immer größere Fehlerscheibe entsteht. Der Abb. 6b entnimmt man folgende weiteren Ergebnisse:

1. Im Innern des Diaphragmas treten Strömungspotentiale auf; sie können größer sein als das außen gemessene Gesamtpotential. Die Phase der inneren Potentiale kann dem Gesamtpotential entgegengesetzt sein, z. B. u_4 in Abb. 6b.

2. Die Beträge der mehr im Innern des Diaphragmas entstehenden Potentiale sind immer kleiner als die Beträge der Potentiale an den Randschichten. Die Relativbewegung ist also in der Ein- und Ausgangsfläche größer als im Innern.

3. Die Phasendrehung schreitet einigermaßen stetig von Schicht zu Schicht fort.

Das Wechselströmungspotential ließ sich auch an Kollodium-Membranen, Schwammgummi- und Kautschuffolien nachweisen. Jedoch ist bei diesen Substanzen, wie zu erwarten, der Effekt etwa 100mal kleiner. Quantitative Messungen waren deshalb mit der vorliegenden Apparatur an diesen Systemen nicht auszuführen.

V. Modellversuch mit einer Pendelapparatur.

Um ein anschauliches Bild der Schwingungsvorgänge im Innern und am Rande einer porösen Schicht zu erhalten und gleichzeitig die vorstehenden Meßergebnisse deuten zu können, wurde ein mechanisches Modell mittels Pendelreihen gebaut. Das Tongerüst und die Flüssigkeit wurden durch je eine Reihe von Pendeln dargestellt, die in gerader Linie hintereinander aufgehängt waren und longitudinale Schwingungen ausführen konnten. Die Pendel bestanden aus dünnen, etwa 1 m langen Aluminiumrohren ($\varnothing = 8$ mm, Wandstärke 1 mm), an deren unterem Ende je eine träge Masse in Form eines Eisenzylinders angebracht war. Die trägen Massen waren durch Federn in der Schwingungsrichtung (longitudinal) miteinander verbunden. Die Pendellänge war, verglichen mit den Ausschlägen, groß gewählt, daß die Schwerkraft praktisch gegenüber den rücktreibenden Kräften der Federn keine Rolle spielte.

Diese beiden Pendelreihen, die wir entsprechend ihrer repräsentativen Bedeutung „Tonreihe“ und „Flüssigkeitsreihe“ nennen wollen, waren nun durch miteinander gekoppelt, daß jedes Pendel der Tonreihe einen kleinen, mit einer viskosen Flüssigkeit gefüllten Napf trug, in den eine Metallscheibe als Reibungsfläche tauchte, die ihrerseits mit einem Pendel der Flüssigkeitsreihe starr verbunden war. Die beiden Pendelreihen waren in der besonders aus Abb. 7b und leicht erkenntlichen Weise übereinander angeordnet.

Abb. 7a läßt außerdem erkennen, daß nur je ein Pendel in dieser Weise miteinander gekoppelt war. Wir nennen diese, die eigentliche Tonschicht und Porenflüssigkeit darstellende Reihe, die „Doppelpendelreihe“ und unterscheiden von ihr die daran auf beiden Seiten sich anschließenden „Reihen der freien Flüssigkeit“.

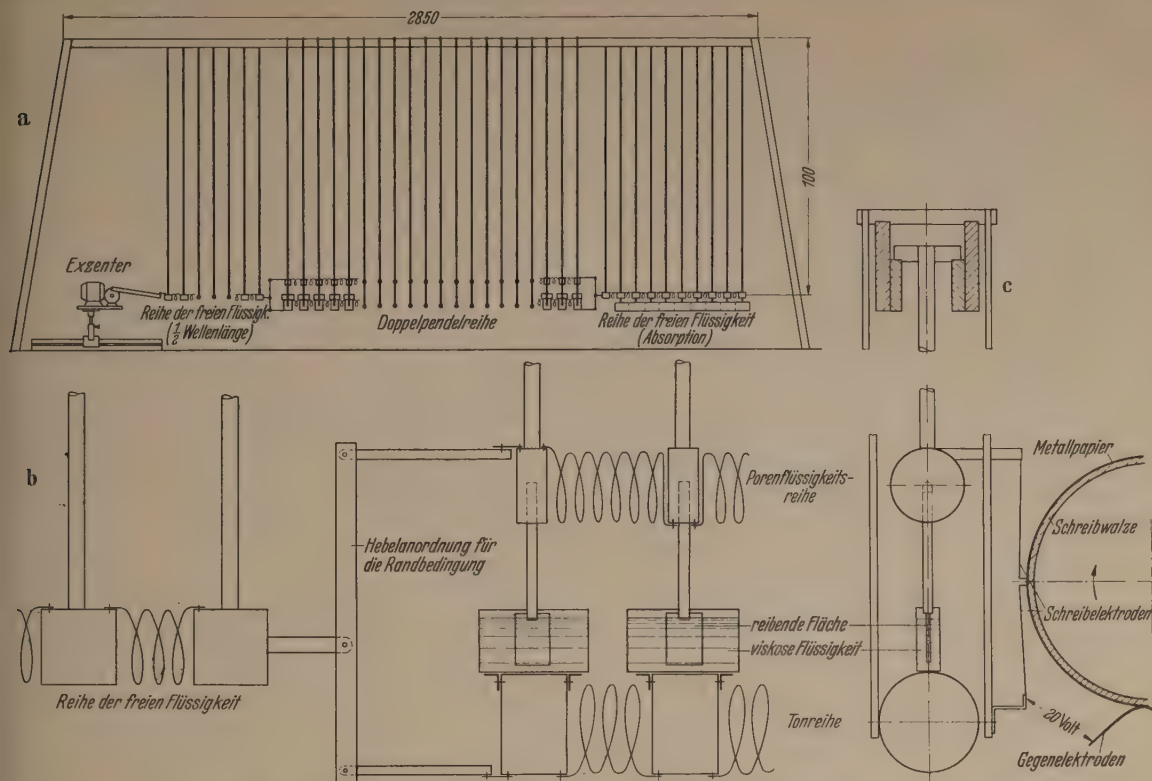


Abb. 7a. Gesamtansicht der Pendelapparatur zur Nachbildung der Schwingungsvorgänge im Diaphragma.

Abb. 7b. Anordnung der Pendel und der Randbedingungen sowie Nachbildung der Reibungskopplung.

(Versehentlich ist in dem Seitenriß rechts unten in der Figur die Aufhängung mit einem Abstand von der unteren Masse gezeichnet worden. In Wirklichkeit ist die Masse mit der Aufhängung eng verschraubt.)

Abb. 7c. Pendelaufhängung im Schnitt, sowie Anordnung der Schreibvorrichtung.

Die Pendelreihen für Ton und Flüssigkeit wurden eingeführt, daß die Verhältnisse der Elastizität und Dichte nach Ähnlichkeitsbetrachtungen modellgemäß übersetzt waren und mit einer leicht beobachtbaren Frequenz gearbeitet werden konnte. Die Frequenz, mit der das äußerste Pendel links (7a) durch einen Motor mit Exzenter („Ultraschallgeber“ im Modell) zu Schwingungen angeregt wurde, betrug 17 kHz. Bei den gewählten Verhältnissen ergab sich dann der freien Tonreihe eine Wellenlänge von 17 cm, während sich die Wellenlänge in der freien Flüssigkeitsreihe über 12 Pendel erstreckte. Und auch die Wellenlänge der freien Flüssigkeit vor und hinter dem Diaphragma dieselbe, wie diejenige der Porenflüssigkeit, obwohl die Masse und Federhärte der Porenflüssigkeitsreihe entsprechend dem Durchgangswiderstand des Diaphragmas herabgesetzt worden waren. Die Pendel waren einzeln abnehmbar, so daß verschiedene „Schichtdicken“ eingestellt werden konnten. Im ganzen wurden 20 Pendelpaare für die Doppelreihe angefertigt, so daß also mehr als eine Wellenlänge untersucht werden konnte.

Die Größe der Reibungskopplung in der Doppelreihe, die durch Variierung der Viskosität der Porenflüssigkeit und der Größe der reibenden Flächen in weiten Grenzen willkürlich geändert werden konnte, wurde so eingestellt, daß das Verhältnis der Reibungskraft zur Reibungskraft $\left(\frac{\omega m}{R}; \omega = \text{Kreisfrequenz}, m = \text{schwingende Masse der Flüssigkeit, } R = \text{Reibungskoeffizient der schwingenden Masse}\right)$ im Modell möglichst ebenso groß war, wie in dem natürlichen Diaphragma. Der Reibungskoeffizient im

natürlichen Diaphragma wurde dabei aus Durchlässigkeitsmessungen abgeschätzt.

Die Nachbildung der Verhältnisse am Ein- und Ausgang der Schicht würde zweckmäßig durch eine Kolbenanordnung vorgenommen, wie sie Abb. 8a zeigt, die die in Abschnitt II aufgestellte Forderung der Druckgleichheit und die Kontinuitätsbedingung erfüllt. Bei entsprechender Ausbildung leistet jedoch eine einfache Hebelanordnung nach Abb. 8b dasselbe.

Die praktische Ausführungserkennt man aus Abb. 7b. Der Abstand zwischen Quarz und Diaphragma war so abgestimmt, daß am Diaphragmen-Eingang ein Schallschnelle-Maximum auftritt. Wie man sich leicht überlegt, tritt dies ein, wenn dieser Abstand ein Vielfaches einer halben Wellenlänge ist. Deshalb muß die Pendelreihe, die die ankoppelnde Flüssigkeit darstellt, eine halbe Wellenlänge lang sein. Durch den Schwingstrom wird die Schallschnelle auf der strahlenden Quarzfläche konstant gehalten. Ein mit konstanter Drehzahl umlaufender Kurbeltrieb leistet bei der Nachbildung dasselbe. Die durch das Diaphragma hindurchdringenden Schallwellen wurden in einem Absorptionsschwanz absorbiert. Man bildet dies am einfachsten nach, indem man die Pendel, die die freie Flüssigkeit hinter dem Diaphragma darstellen, mit Reibungsflächen versieht, die in Näpfe mit sukzessiv zäherer Flüssigkeit eintauchen, so daß die Welle sich ohne merkliche Reflexion totläuft. Damit ergibt sich eine Gesamtanordnung, wie sie in Abb. 7a dargestellt

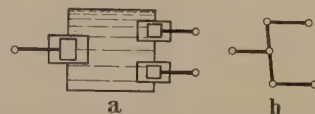


Abb. 8. Zur Nachbildung der Randbedingung. a) theoretisch durch Kolbenanordnung, b) praktisch durch Hebelanordnung.

ist. In diese Abbildung sind auch die Abmessungen der Apparatur eingetragen.

Um das in Abschnitt II. für das Strömungspotential angegebene Integral auswerten zu können, ist von jedem Pendel der Ausschlag nach Phase und Betrag zu bestimmen. Dazu muß man die Schwingungen sämtlicher Pendel der Doppelreihe, sowie als Bezugsgröße die Bewegung des anregenden Kurbeltriebs aufzeichnen. Dies gelang, indem jedes Pendel mit einer spitzen Elektrode versehen wurde, die leicht gegen eine mit Metallpapier der Firma Robert Bosch gespannte Schreibwalze drückte. Zur Fixierung des Schwingungsverlaufs wurde nach Ablauf der Einschwingvorgänge zwischen Metallpapier und Elektroden eine Spannung von etwa 20 V gelegt. Durch Verdampfen der Metallschicht entstanden an über 40 Schreibstellen scharf gezeichnete, gut auswertbare Kurven. Aus Abb. 7c ist die Anordnung der Schreibwalze und der Schreibe Elektroden zu erkennen.

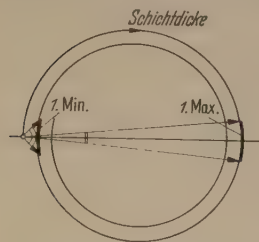


Abb. 9. Zur Deutung der Abhängigkeit des Wechselströmungspotentials von der Schichtdicke.

VI. Deutung der Meßergebnisse.

Nach den am Schluß von Abschnitt IV erwähnten Ergebnissen über das Zustandekommen des Strömungspotentials im Innern läßt sich die Abhängigkeit des Gesamtpotentials von der Schichtdicke (Abb. 4a, b) folgendermaßen deuten: In der ersten Minimumstelle



Abb. 10. Amplitude hinter der Doppelpendelreihe in Abhängigkeit von der Doppelpendelanzahl (Schichtdicke); a) bei vorausberechneter Reibungskopplung, b) bei verminderter Reibungskopplung.

(Schichtdicke 5,2 mm) schließt sich das Zeigerdiagramm der Teilspannungen fast zu Null. Dies erklärt auch das Umklappen der Phase im Minimum. Denn entwirft man eine idealisierte Ortskurve der Zeigerspitze des resultierenden Gesamtpotentials in Abhängigkeit von der Schichtdicke, wie dies in Abb. 9 geschehen ist, so erkennt man, daß der kleine verbleibende Summenzeiger beim Durchgang durch das Minimum fast um 180° umklappt. Beim Durchgang durch das erste Maximum, d. h. bei 2,4 mm, ändert sich die Phase bei derselben Änderung der Schichtdicke, die in Abb. 9 dick eingezeichnet ist, nur sehr wenig. Dies ist in guter Übereinstimmung mit Abb. 4b. Beim zweiten Maximum und Minimum wiederholen sich diese Verhältnisse.

Diese Vorstellungen sollten nun mit der Pendelapparatur überprüft werden. Dazu wurde zunächst die Abhängigkeit der Durchlässigkeit von der Schichtdicke untersucht. Es ergab sich Abb. 10a. Diese zeigt

dieselbe Resonanzüberhöhung wie Abb. 4c. Man sieht durch Vergleich der Abb. 10a und 4c, daß die modellmäßige Übertragung gelungen ist.

Besonders interessant war es nun, daß die Relativbewegungen im Innern der Doppelpendelreihe bei modellmäßig richtig eingestellten Reibung so klein wurden, daß sie nicht mehr auszuwerten waren. (Die ausmeßbaren Relativbewegungen entstanden nur am Eingang und, etwas schwächer, am Ausgang der Doppelpendelreihe, aber bereits nach etwa 3 Pendel-

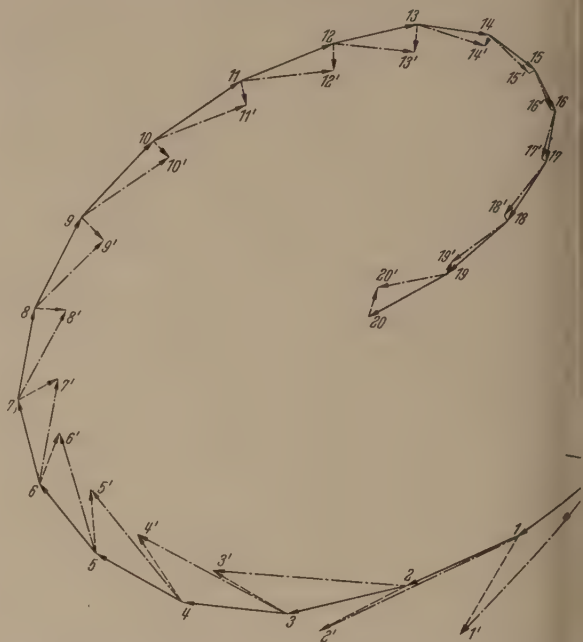


Abb. 11a. Zeigerdarstellung der Pendelausschläge bei 20 Pendelpaaren und verminderter Reibungskopplung.

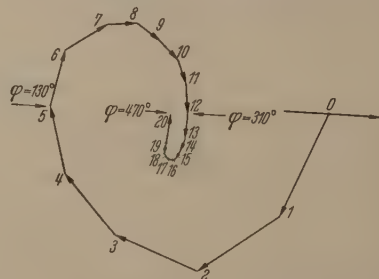


Abb. 11b. Summation der Differenzzeiger.

paaren waren diese auf einen ganz kleinen Wert abgeklungen. Es wurde versucht, die Relativbewegungen durch Verringern der Reibung der Messung zugänglicher zu machen. Auf die Durchlässigkeit wirkt sich das so aus, wie es Abb. 10b zeigt. Die Resonanzüberhöhung wird nicht mehr erreicht, da infolge der größeren Relativbewegung verstärkte Absorption auftritt.

In Abb. 11a sind die Meßergebnisse für 20 Pendelpaare bei verringerter Reibungskopplung dargestellt. Die Zeiger der Ausschläge der Tonreihe sind ausbezogen und aneinander gefügt. Die Zeiger der Porenflüssigkeitsreihe sind strichpunktiert an die Zeiger der entsprechenden Pendel der Tonreihe angetragen. Die Differenzzeiger sind gestrichelt eingezeichnet. Bezüglich der Beträge erkennt man, daß die Pendelausschläge der Porenflüssigkeitsreihe diejenigen der Tonreihe am Eingang stark überwiegen. Im Inneren gleichen sie sich an und am Ende ist es umgekehrt.

iglich der Phase ist das Verhalten ähnlich. Am
gang eilen die Pendel der Porenflüssigkeitsreihe
was aber bald in ein Nachhinken übergeht. Die
ntstehenden Differenzzeiger eilen am Eingang zu-
st den Zeigern der Pendel der Tonreihe vor. Im
rn geht das in ein Nachhinken von etwa 90° über.
n den Ausgang verstärkt sich dieses Nachhinken
mehr als 90° . Die schweren Pendel der Tonreihe
ehen also am Eingang in Ruhe zu bleiben und es
en durch die Hebelanordnung vor allem die leich-
Pendel der Porenflüssigkeitsreihe zu kräftigen
vingungen angeregt. Durch die Reibung gleichen
aber die Bewegungen nach dem Innern zu an-
der an, so daß nur eine kleine Relativbewegung
g bleibt. Am Ausgang verstärkt sich die Relativ-
egung wieder, indem die Pendel der Tonreihe ver-
en, ihre großen Ausschläge beizubehalten, während
eichten Pendel der Porenflüssigkeitsreihe durch
Hebelanordnung am Ausgang stärker abgebremst
en.

n Abb. 11b sind die für das Strömungspotential
gebenden Differenzzeiger summiert, wie es das
ral in Abschnitt II erfordert. Es ergibt sich nicht
n Abb. 9 vermutete, fast geschlossene Kreis, son-
eine sich rasch verengende Spirale. Dies rührt
r, daß infolge der zu geringen Reibungskopplung
Vorgänge am Eingang der Doppelpendelreihe zu
auseinander gezogen werden. Eine direkte Nach-
ng der Kurve in Abb. 4a ist deshalb mit der zu
gen Reibung nicht möglich. Dagegen liegen die
aus der Spirale ergebenden Maxima und Minima
ig, wie man durch Vergleich der in Abb. 11b und 4
tragenen Schichtwinkel¹ erkennt.

ber die Größe der Relativbewegung läßt sich mit
der Pendelapparatur nichts Sicheres sagen, da
Relativbewegung bei der Ähnlichkeitsrichtigen
ng im Innern der Doppelpendelreihe unmeßbar
wird. Dagegen kann man aus den Strömungs-
tialmessungen hierüber Aussagen machen, in-
man das HELMHOLTZ-SMOLUCHOWSKISCHE Gesetz
den Wechselströmungsfall des Ultraschalls zu-
st als gültig annimmt und das Wechselströmungs-
tial mit dem an denselben Tondiaphragmen ge-
enen Gleichströmungspotential vergleicht. Man
t mit Hilfe des aus Abb. 6b zu entnehmenden
selströmungspotentials pro Längenelement und
Hilfe der Schallschnelle, die man aus der ungefähr
hten Schallintensität von 1 W/cm^2 , ausrechnet,
die Relativbewegung nicht ganz 1 Promille der
ntauslenkung beträgt. Wenn man sich die Ab-
ng überlegt, die die Annahme der Gültigkeit
HELMHOLTZ-SMOLUCHOWSKISCHEN Gleichung für
Wechselströmungsfall hereinbringt, so findet man,
der Wert von 1 Promille eine obere Grenze ist.
elativbewegung beträgt also in porösem Ton bei
Hz höchstens 1 Promille der Gesamtbewegung.

ie Erklärung der veränderten räumlichen Periodi-
des Strömungspotentials gegenüber der Wellen-
findet man folgendermaßen: Wäre die Phasen-
des Differenzzeigers gegenüber dem Ausschlag-
immer dieselbe, so hätte das Strömungs-

potential die Periode einer Wellenlänge. Denn hat
sich der Ausschlagzeiger über eine Wellenlänge um
 360° gedreht, so hat sich der Differenzzeiger ebenfalls
um 360° gedreht. Die Verhältnisse des Ein- und Aus-
gangs ergeben nur eine konstant bleibende Ver-
setzung und haben auf die Periode keinen Einfluß.
Die Meßergebnisse zeigen jedoch eine veränderte
Periode, nämlich 5,2 mm als Abstand der Maxima
bzw. Minima der Strömungspotentialkurve gegen-
über einer Wellenlänge von 6,2 mm. Während also der
Ausschlagzeiger sich innerhalb 6,2 mm um 360° dreht,
dreht sich der kleine Differenzzeiger bereits nach
5,2 mm um 360° . Hierin scheint sich die verschiedene
Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schallwellen in
beiden Komponenten auszuwirken. Obwohl die
Relativbewegung durch die Reibung sehr klein ge-
halten wird, zeigt sich doch in jedem Element die
Tendenz, sie zu vergrößern, was einen schnelleren Um-
lauf des kleinen Differenzzeigers bewirkt.

Über die Verstärkung der Relativbewegung an den
Enden läßt sich nach den Strömungspotential-
messungen nichts Sicheres sagen, da Messungen bei
sehr dünnen Schichten sehr schwierig sind. Durch
Betrachtung der Schwingungsvorgänge der Doppel-
pendelreihe bei richtiger Reibung erkennt man jedoch,
daß sie um Größenordnungen größer ist als im Innern.

Vielleicht wirft dies ein neues Licht auf die maß-
gebliche Rolle der Kavitation bei physikalisch-che-
mischen Versuchen, z. B. bei Fällungsvorgängen oder
beim Abbau von Makromolekeln mit Ultraschall [9].
Die schwingende Kavitationsblase bildet hiernach eine
Grenzfläche, an der sehr verstärkte Relativbewegungen
auftreten. Einen Hinweis für die starke Relativ-
bewegung an einer solchen gegen ein Gas grenzenden
Fläche gibt auch folgende Beobachtung: Beschallt
man ein vollgesogenes Diaphragma wie bisher, jedoch
so, daß der hintere Teil des Elektrolytgefäßes leer ist,
die Rückseite des Diaphragmas also gegen Luft grenzt,
so beginnt das Wasser bereits nach wenigen Sekunden
infolge der starken Erwärmung trotz der geringen ein-
gestrahlten Intensität von 1 W/cm^2 aus den Poren
der Rückfläche sichtbar zu verdampfen.

VII. Zusammenfassung.

Die Frage der Bewegungsverhältnisse in einem mit
Flüssigkeit getränkten porösen System, das mit Ultra-
schall behandelt wird, insbesondere die Frage der dort
auftretenden Relativbewegungen, ist für die Ultra-
schalltherapie, die Unterwasserschalltechnik, den
Ultraschallabbau von Makromolekeln und die Schall-
wäsche und -färbung von Textilien gleichermaßen
interessant. In der vorliegenden Arbeit wird als Bei-
spiel der Durchgang von Ultraschall durch poröse
Tondiaphragmen in $n/1000$ KCl-Lösung untersucht.
Der Zweck der Untersuchung war, die Bewegungs-
verhältnisse im Innern des Diaphragmas, insbesondere
die zwischen Porengerüst und Porenflüssigkeit zu er-
wartenden Relativbewegungen zu studieren. Dazu
wurden Messungen bei der Ultraschallfrequenz von
 350 kHz durchgeführt. Als Hilfsmittel wurde die
elektrokinetische Erscheinung des Strömungspotentials
benutzt, das nur entsteht, wenn Relativbewegungen
stattfinden. Es wurde die Abhängigkeit des Strömungs-
potentials von der Schichtdicke des Diaphragmas un-
tersucht und die erhaltene Kurve verglichen mit der
Kurve der Schalldurchlässigkeit in Abhängigkeit von

¹Unter Schichtwinkel versteht man die auf die Wellen-
bezogene, in Graden ausgedrückte Schichtdicke gemäß
 $\cdot 360^\circ$; d = Schichtdicke; λ = Wellenlänge.

der Schichtdicke. Letztere Kurve gibt Aufschluß über den mechanischen Schwingungszustand und damit über die Wellenlänge der Ultraschalls im voll-gesogenen Diaphragma. Um direkte Aussagen über die Relativbewegungen im Innern machen zu können, wurden innere Elektroden in das Diaphragma eingebracht und Strömungspotentiale zwischen ihnen gemessen. Zur Deutung der Meßergebnisse wurde eine Pendelapparatur als mechanische Nachbildung des Problems gebaut, deren Ergebnisse dann beim Vergleich mit den Ultraschallergebnissen die folgenden Aussagen über die Schwingungsverhältnisse im Diaphragma erlauben.

Es wurde sichergestellt, daß durch das ganze Innere des Diaphragmas hindurch Relativbewegungen zwischen Gerüstsubstanz und Porenflüssigkeit stattfinden. Sie betragen aber infolge der starken Reibungskopplung nur etwa 1 Promille der jeweiligen Gesamtschwingungsbewegung.

Am Eingang und in schwächerem Maße auch am Ausgang einer porösen Schicht entstehen dagegen sehr kräftige Relativbewegungen, die nach dem Innern hin rasch abklingen. Eine quantitative Aussage über diese Erhöhung der Relativbewegung am Rand kann aber noch nicht gemacht werden.

Es ist daher anzunehmen, daß diejenigen Wirkungen des Ultraschalls, die mit der Relativbewegung

zwischen Gerüstsubstanz und Flüssigkeit in ein flüssigkeitsgetränktes poröses System zusammenhängen („Mikromassage“) besonders stark dort auftreten, wo das poröse System an eine homogene Flüssigkeits- oder Gasphase angrenzt. Damit erklärt sich vielleicht auch z. T. die außerordentliche Steigerung des Ultraschallabbaus von Makromolekülen in Gegenwart schwingender Glasbläschen in der makromolekularen Lösung.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei dafür gedankt, daß sie durch ihre finanzielle Unterstützung die Durchführung der Arbeit ermöglicht hat.

Literatur. [1] SCHMID, G. u. H. KNAPP: *Il Nuovo Cimento* VII, 296 (1950). — [2] WILLIAMS, M.: *Rev. sci. Instr.* 640 (1948). — [3] BUGOSH, J., E. YEAGER und F. HOVORKA: *Phys. Rev.* 76, 1891 (1949). — [4] YEAGER, E., H. DIETRICH, J. BUGOSH und F. HOVORKA: Technical Report No. 5, Febr. 1951 des Ultrasonic Research Laboratory, Dept. of Chemistry, Cleveland/Ohio. — [5] LANGE, E.: *Wien-Harms, Handbuch der Exp. Phys.* XII, 2; 1933, S. 418 ff. — [6] FREUNDLICH, H.: *Kapillarchemie*, Bd. 1, Leipzig 1930, S. 345. — [7] SCHLICHOWSKI, M. v.: L. GRAETZ, *Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus* II, 380, 395, Leipzig 1921. — [8] HÜTER, T. und R. POHLMAN: *Z. angew. Phys.* 1, 405 (1949). — [9] SCHMID, G., G. PARET und H. PFLEIDERER: *Koll. Z.* 124, 50 (1952).

Prof. Dr. GERHARD SCHMID, Dr. HEINRICH KNAPP
Laboratorium f. phys. Chemie u. Kolloidchemie
der Universität Köln.

Berichte.

Die physikalische Wirkungsweise der Gleichrichter und Transistoren*.

Von EBERHARD SPENKE, Pretzfeld.

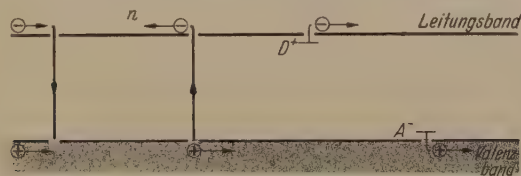
Mit 17 Textabbildungen.

(Eingegangen am 20. Juli 1953.)

Einleitung: Der Leitungsmechanismus elektronischer Halbleiter.

Zur Einleitung seien einige Bemerkungen über den Leitungsmechanismus in elektronischen Halbleitern rekapitulierend zusammengestellt:

Ist der Halbleiter vollständig in Ordnung — das ist nur am absoluten Nullpunkt möglich — so isoliert



Rekombination Paarerzeugung Donatorwirkung Akzeptorwirkung
Abb. 1. Zum Leitungsmechanismus eines Halbleiters.

er, denn es sind keine frei beweglichen Ladungsträger vorhanden. Mit steigender Temperatur werden Elektronen aus Valenzbindungen, also aus Zuständen des Valenzbandes, befreit, so daß sie in Zuständen des Leitungsbandes frei beweglich durch das Gitter laufen können (Abb. 1). Die zurückbleibende Lücke in der Gesamtheit der Valenzelektronen trägt als positiv geladenes Defektelektron ebenfalls zum Stromtransport bei. Die Häufigkeit eines solchen Paarerzeugungsaktes, die Entstehungsrate g , hängt natürlich von der

zur Verfügung stehenden thermischen Energie, also von der Temperatur T ab. Sie hängt dagegen nicht davon ab, ob und wieviele Elektronen und Defektelektronen bereits vorhanden sind; in bezug auf die Konzentrationen n und p ist sie also eine Konstante

$$g = g(T).$$

Der mikroskopische Gegenprozeß ist die Rekombination eines Elektrons mit einem Defektelektron (Abb. 1). Für seine Häufigkeit machen wir unter Vernachlässigung eines Wiedervereinigungskoeffizienten r den Ansatz

$$r \cdot n \cdot p.$$

Er läßt sich damit motivieren, daß ein Elektron so häufiger rekombinieren wird, je öfter es einem Defektelektron begegnet, je mehr Defektelektronen vorhanden sind, je größer also die Defektelektronenkonzentration p ist. Die Proportionalität mit der Elektronenkonzentration n folgt entsprechend.

Im thermischen Gleichgewicht ist jeder mikroskopische Prozeß ebenso häufig wie sein Gegenprozeß

$$r n p = g(T)$$

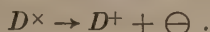
oder

$$n p = n_i^2 = \frac{g(T)}{r}.$$

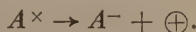
mit Einführung der sogenannten Inversionsdichte n_i , die beispielsweise bei Zimmertemperatur in Germanium ungefähr 10^{13} cm^{-3} beträgt.

* Vortrag bei der Tagung der Physikalischen Gesellschaft in Bayern am 6. 6. 1953 in München.

ußer dieser rein elektronischen Fehlordnung achten wir verschiedene atomare Fehlordnungen, von denen der anschaulichste die Substitution Atoms des Wirtsgitters durch ein Fremdatom wird z.B. ein Germaniumatom mit seinen 4 Valenzelektronen durch ein Antimonatom mit 5 Valenzelektronen ersetzt, so ist es verständlich, daß dieses Valenzelektron von dem Antimonatom leicht abtrampelt werden kann und dann als freies Überschusselektron zur Verfügung steht. Das Antimonatom tritt als einfach positiv geladener Donator D^+ zurück:



entsprechend entstehen z.B. durch substitutionsartigen Einbau von Indium in ein Germaniumgitter „Leitoren“, da das Indiumatom mit seinen 3 Valenzelektronen gegenüber den Germaniumatomen mit 4 Valenzelektronen einen Elektronendefekt hat, daher gern ein Valenzelektron aufnehmen wird, als Abgabe eines Defektelektrons beschrieben werden kann:



Dotierung eines Germaniumkristalls mit beispielsweise 10^{16} Antimonatomen pro cm^3 wird also Überleitung hervorrufen; denn die Elektronenkonzentration n in diesem n -Germanium muß auch 10^{16} cm^{-3} sein, damit Quasi-Neutralität herrscht (3. rechte Hälfte):

$$n = n_{D^+} (= 10^{16} \text{ cm}^{-3}).$$

entsprechend (Abb. 3 linke Hälfte), erzeugt Dotierung mit beispielsweise 10^{16} Indiumatomen pro cm^3 Überleitung mit

$$p = n_{A^-} (= 10^{16} \text{ cm}^{-3}).$$

Neben dieser Trägererzeugung durch die Fremddotierung gehen aber die Prozesse der Paarerzeugung und Rekombination nach wie vor nebenher. Im thermischen Gleichgewicht ist also auch in einem Störstellenleiter das Massenwirkungsgesetz (1) erfüllt. Wir haben demnach in den beiden gewählten Beispielen jeweils neben den 10^{16} Elektronen $p = 10^{10}$ Defektelektronen pro cm^3 , andererseits neben den 10^{16} Defektelektronen auch $n = 10^{10}$ Elektronen pro cm^3 , so daß das Produkt $n \cdot p$ in beiden Fällen tatsächlich $n_i^2 = 10^{26} \text{ cm}^{-6}$ ist.

I. Kristallgleichrichter.

Der p - n -Gleichrichter im stromlosen Zustand.

Wir beginnen mit der Wirkungsweise eines sogenannten p - n -Gleichrichters, da hier die physikalischen Zusammenhänge im Gegensatz zu den später zu behandelnden Metall-Halbleiter-Kontakten durchsichtiger sind. Ein p - n -Gleichrichter besteht beispielsweise aus einem plattenförmigen Germaniumkristall (siehe Abb. 2). Auf die eine Seite ist eine Zuleitung mit Antimon (Sb) aufgelötet, auf der anderen Seite wird Indium (In) zum gleichen Zweck aufgebracht. Danach ist der Kristall noch einige Zeit temperiert worden, so daß von der einen Seite her Indium in das Germanium hineindiffundiert ist, von der anderen Seite her dagegen Indium. Die linke Hälfte ist dadurch p -leitend und die rechte Hälfte n -leitend geworden. Wir machen vorläufig die vereinfachende Annahme, daß die Störstellenkonzentrationen n_{A^-} und n_{D^+} ortsunabhängig sind (beispiels-

weise beide gleich 10^{16} cm^{-3}) und daß infolgedessen in der Mitte ein scharfer Übergang von Indium- zu Antimon-dotierung vorhanden ist (siehe Abb. 3). Die Elektronenkonzentration n und die Defektelektronenkonzentration p machen einen solchen scharfen Übergang aber nicht mit. Wir wollen ihren Verlauf zunächst für den Fall des thermischen Gleichgewichts, also für den stromlosen Fall verfolgen.

In der Übergangszone sinkt die Elektronenkonzentration n von rechts nach links um 6 Zehnerpotenzen vom Wert n_n auf den Wert n_p . Dadurch wird ein Teil der positiven Antimon-Störstellen D^+ raumladungsmäßig nicht mehr kompensiert. Die positive Raumladung krümmt entsprechend der Poissonschen Gleichung den Verlauf des elektrostatischen Potentials nach unten. Ähnlich sinkt die Defektelektronenkonzentration p von links nach rechts um 6 Zehnerpotenzen, es entsteht eine negative Raumladung durch die nicht mehr kompensierten Indiumstörstellen A^- und der rechts nach unten abgekrümmte Potentialverlauf wird gemäß der Poissonschen Gleichung wieder in die Waagerechte zurückgebogen. Die in der Übergangszone entstandene diffuse Doppelschicht schafft zwischen dem p -Teil und dem n -Teil des Gleichrichters eine Potentialstufe V_D .

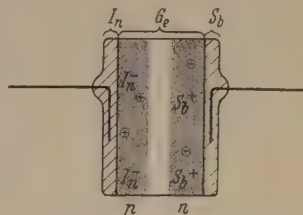


Abb. 2. p - n -Gleichrichter.

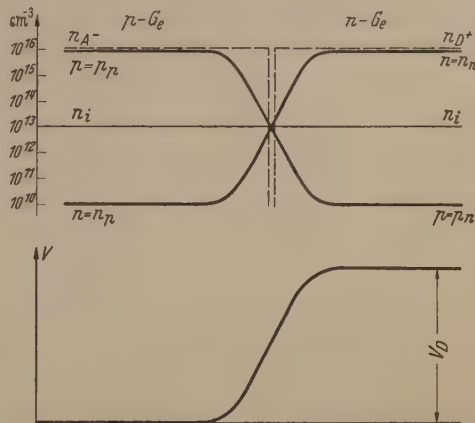


Abb. 3. Potentialverteilung und Konzentrationsverläufe in einem p - n -Gleichrichter. Stromloser Fall.

Dieser Potentialunterschied innerhalb eines stromlosen Leiters bereitet erfahrungsgemäß zunächst dem Verständnis einige Schwierigkeiten. Er ist aber gerade zur Erzeugung der Stromlosigkeit notwendig. Denn in dem Konzentrationsgefälle von p_p auf p_n beispielsweise fließt ja ein intensiver Diffusionsstrom von Defektelektronen von links nach rechts. Die Stromlosigkeit kommt nur dadurch zustande, daß dieser Diffusionsstrom durch einen Feldstrom kompensiert wird, den der erwähnte Potentialunterschied mit seinen starken Feldern von rechts nach links treibt.

Ein Ihnen allen wohlbekanntes Analogon zu diesen Verhältnissen in der Übergangsschicht ist die Schichtung der Erdatmosphäre. Das Fehlen einer vertikalen Luftbewegung läßt sich als gegenseitige Kompensation eines nach oben gerichteten Diffusionsstromes und einer nach unten gerichteten Bewegung im Schwerfeld auffassen. Die sogenannte Barometerformel

besagt, daß die Dichte exponentiell mit dem Gravitationspotential abnimmt.

Entsprechend haben wir im stromlosen Fall eines p - n -Übergangs folgende Beziehungen zwischen den Konzentrationen n und p einerseits und dem elektrostatischen Potential $V(x)$ andererseits:

$$p(x) \sim e^{-\frac{e V(x)}{k T}} \quad (2)$$

$$n(x) \sim e^{+\frac{e V(x)}{k T}} \quad (3)$$

Wir sehen also, daß wegen der logarithmischen Auftragung der Konzentrationskurven die Elektronenkonzentration n und der Potentialverlauf $V(x)$ kon-

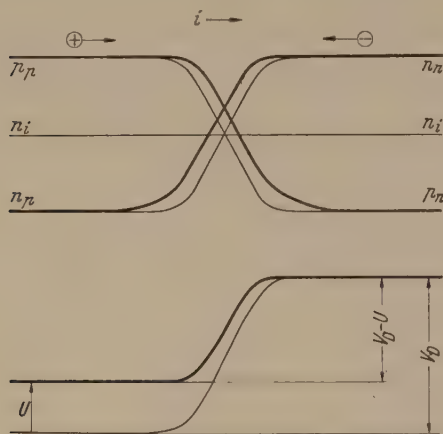


Abb. 4. Potentialverteilung und Konzentrationsverläufe in einem p - n -Gleichrichter. Fall der Flußbelastung.

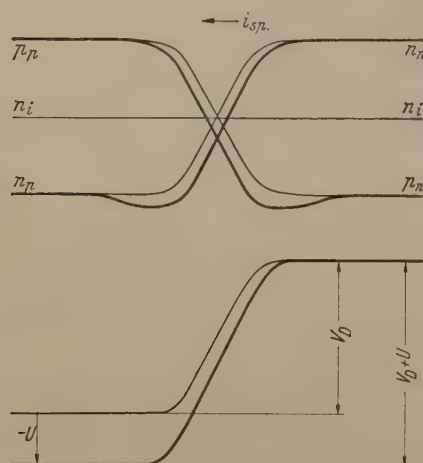


Abb. 5. Potentialverteilung und Konzentrationsverläufe in einem p - n -Gleichrichter. Fall der Sperrbelastung.

gruent sein müssen, wenn die Maßstäbe geeignet gewählt werden. Die Beziehungen (2), (3) sind Sonderfälle einer allgemeinen Gesetzmäßigkeit von BOLTZMANN-Gasen, die sich im Gleichgewicht befinden. Deshalb nennt man den Zusammenhang (2) bzw. (3) zwischen örtlicher Konzentration und örtlicher potentieller Energie BOLTZMANN-Verteilung und die gegenseitige Kompensation von Diffusions- und Feldstrom BOLTZMANN-Gleichgewicht.

In der Übergangszone herrscht starke Trägerverarmung. Sie ist daher hochohmig und beherrscht mit ihrem hohen Widerstand die ganze Anordnung. Das wird im folgenden sehr wichtig werden, wenn wir vom stromlosen Fall zur Flußbelastung übergehen.

b) Fall der Belastung in Durchlaßrichtung.

Wir legen an den linken p -Teil des Gleichrichters eine positive Spannung $+U$. Das Potential links v also um den Betrag U gehoben, die Potentials beträgt jetzt nur noch $V_D - U$. Zum Aufbau der erniedrigten Stufe gehört aber eine diffuse Doppelschicht mit kleineren Raumladungen als vorher. Konzentrationen p und n müssen also ihre Newerte $p_p = n_A^-$ und $n_n = n_{D+}$ weiter in die Übergangszone hinein beibehalten als vorher im stromlosen Zustand. Qualitativ ergeben sich die Konzentrationsverläufe der Abb. 4.

Das Entstehen der Konzentrationserhöhung gegenüber dem stromlosen Zustand kann man folgendermaßen klar machen. Die Potentialerhöhung am linken Ende des Gleichrichters treibt die positiven Defektelektronen des p -Teiles von links nach rechts auf die Übergangszone zu. Die negativen Elektroden des rechten n -Teils werden von der linken positiven Elektrode angezogen und fließen also auch auf die Übergangszone zu. Die einander entgegenfließenden Ströme von Defekt- und Überschusselektronen erhöhen in der Übergangszone die Konzentrationen p und n . Dadurch steigt dort die Rekombination $r \cdot n \cdot p$. Paarerzeugung $g(T)$ bleibt dagegen wegen ihrer Konzentrationsunabhängigkeit konstant. Das immer stärkere Überwiegen der Rekombination über Paarerzeugung bremst das unbegrenzte Ansteigen von n und p ab und schafft einen neuen stationären Zustand mit erhöhten Trägerdichten.

Die Überschuß- und Defektelektronen haben hohen Trägerdichten des n - und des p -Teils gewissermaßen mitgeschleppt und in die Übergangszone „hingeweht“. Da die Übergangszone mit ihrem Trägermangel als maßgebend für den Widerstand des Gleichrichters betrachtet werden kann, muß bei vorgenommenen Polung der Widerstand des Gleichrichters sinken. Wir haben den Fall der Flußbelastung vor uns. Der konventionelle Strom fließt dabei von links nach rechts.

c) Fall der Sperrbelastung.

Beim Nachweis, daß die umgekehrte Richtung konventionellen Stromes die Sperrichtung ist, können wir uns wohl jetzt einigermaßen kurz fassen (Abb. 5). Um den konventionellen Strom von rechts nach links durch den Gleichrichter zu treiben, müssen wir an das linke Ende ein negatives Potential U anlegen. Die Potentialstufe in der Übergangszone vergrößert sich auf $V_D + U$ und erfordert demgemäß zu ihrem Aufbau stärkere Raumladungen. Diese können nur durch Verbreiterung der trägerverarmten Übergangszone erzielt werden. Die Verbreiterung der hochohmigen Übergangszone erhöht den Gleichrichterwiderstand, es liegt der Sperrfall vor.

Mit dem bisherigen haben wir — freilich nur oberflächlich — ein Bild vom Zustandekommen des Gleichrichtereffekts skizziert. Einen vertieften Einblick behalten wir bei der Besprechung eines Sonderfalls auf den W. SHOCKLEY hingewiesen hat.

d) Der Shockley'sche p - n -Gleichrichter mit möglicher reduzierter Rekombination.

Die Verwendung von Kristallen mit möglicherweise geringer Rekombinationsrate führt zu p - n -Gleich-

ern mit ganz besonderen Eigenschaften. Wir
achten wieder den Flußfall, also die in Abb. 4
estellte Polung. Der Strom wird hier ganz links
Gleichrichter als Defektelektronenstrom geführt,
rechts dagegen durch einen entgegenkommenden
tronenstrom. Dazwischen erfolgt die Übernahme
Defektelektronenstromes durch den entgegen-
nenden Elektronenstrom infolge überwiegender
mbination. Dazu sind große Volumina erforder-
wenn die Rekombination in der Volumeneinheit
besondere Maßnahmen, auf die wir nachher
zu sprechen kommen, klein gemacht wird.

ie Defektelektronen werden tief in den n -Teil und
lektronen tief in den p -Teil hineingeweht (Abb. 6).
Übernahme des \oplus -Stromes durch den entgegen-
enden \ominus -Strom beginnt schon lange vor der
gangszone im p -Teil, am Beginn x_p der Über-
zone ist sie bereits zu beispielsweise 49% voll-
a, in der Mitte der Übergangszone ist das Ver-
is $I_{\oplus}:I_{\ominus}=50:50$, am Ende x_n der Übergangs-
beispielsweise 49:51, und die restliche Über-
ne von I_{\oplus} durch I_{\ominus} erfordert nun noch weite
ken des n -Teiles.

n Punkte x_p führen also die vielen Defektelek-
n und die wenigen Elektronen annähernd den
en Strom, nämlich je die Hälfte des Gesamt-
es I . Das kommt dadurch zustande, daß die
Defektelektronen durch ein sehr schwaches
angetrieben werden, während die wenigen Elek-
n infolge eines relativ großen Konzentrations-
enten auf denselben Stromanteil $\frac{1}{2} I$ kommen.
eldanteil des Elektronenstromes ist praktisch
zu vernachlässigen, weil das schwache Feld ja
mit den vielen Defektelektronen p_p auf den Anteil
kommt und infolgedessen mit den wenigen Elek-
n n nur Strombeiträge von der Ordnung

$$\frac{n}{p_p} \cdot \frac{1}{2} I \sim \frac{1}{2} \cdot 10^{-4} I$$

nde bringt.

ie in das p -Material hineingeschleppten Elek-
n führen trotz ihrer geringen Anzahl einen be-
lichen Anteil des Gesamtstromes (an der Stelle
beispielsweise 49%) als praktisch reinen Diffu-
strom. Dieser Anteil berechnet sich demnach als

ffusionskoeffizient D_n der Elektronen im p -
ial

mal

onzentrationsgradient der Elektronen an der
 x_p .

ist wohl plausibel, daß dieser Konzentrations-
ent proportional der Anhebung $n - n_p$ der Elek-
konzentration an der Stelle x_p ist. Als Pro-
nalitätsfaktor ergibt sich $\frac{1}{L_n}$, wobei L_n die
annte Diffusionslänge der Elektronen im p -
ial ist. L_n tritt neben die Leitfähigkeit σ als eine
und selbständige Materialkonstante zur Kenn-
ung der Leitfähigkeitseigenschaften des p -
ials. Bis jetzt haben wir also für den Strom-
 I_n , der in der Übergangszone durch Elektronen

getragen wird, die Gleichung¹

$$I_n = e D_n \frac{n - n_p}{L_n} \quad (4)$$

Es fragt sich nun, wie groß die Anhebung $n - n_p$ der
Elektronenkonzentration am Beginn des Diffusions-
schwanzes ist. Hier hilft die Überlegung weiter, daß
rechts vom Diffusionsschwanz der Konzentrations-
gradient sehr steil ansteigt. Der Diffusionsstrom
nimmt also sehr schnell Werte an, die größenordnungs-
mäßig größer als sein Sollwert I_n sind. Er muß also
mit großer Annäherung durch den entgegengesetzt
fließenden Feldstrom² kompensiert werden. Das
bedeutet aber, daß rechts vom Diffusionsschwanz
annäherndes BOLTZMANN-Gleichgewicht herrscht und
demgemäß die logarithmische Elektronenkonzen-
trationskurve und der Potentialverlauf kongruent
sind. Aus der Anhebung der Potentialkurve um den
Betrag U an der Stelle x_p ergibt sich also eine Ver-
größerung der Elektronenkonzentration n_p um den
Faktor $e^{eU/kT}$, so daß die Anhebung $n - n_p$ der Elek-
tronenkonzentration an dieser Stelle

$$n - n_p = n_p e^{eU/kT} - n_p = n_p (e^{eU/kT} - 1)$$

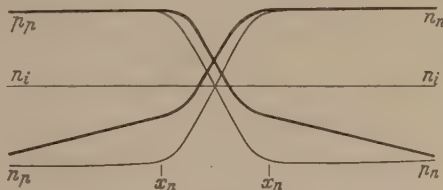


Abb. 6. p - n -Gleichrichter mit geringer Rekombination.
Fall der Flußbelastung.

wird. Mit Gleichung (4) ergibt sich jetzt also für den
in der Übergangszone von Elektronen getragenen
Stromanteil

$$I_n = e \frac{D_n}{L_n} n_p (e^{eU/kT} - 1).$$

Indem wir einen entsprechenden Ausdruck für den in
der Übergangszone durch Defektelektronen getrage-
nen Stromanteil I_p hinzufügen, erhalten wir

$$I = e \left(\frac{D_n}{L_n} n_p + \frac{D_p}{L_p} p_n \right) (e^{eU/kT} - 1) \quad (5)$$

als Kennliniengleichung eines p - n -Gleichrichters mit
großen Diffusionslängen L_n und L_p .

Wir sehen also, daß bei positivem U der Flußstrom
exponentiell ansteigt, während bei negativem U das
Exponentialglied sehr schnell neben -1 zu vernach-
lässigen ist und der Sperrstrom infolgedessen einen
Sättigungswert annimmt.

Aus unseren Ausführungen ist hoffentlich hervor-
gegangen, daß der physikalische Grund für die Uni-
polarität eines p - n -Gleichrichters mit großer Diffu-
sionslänge jetzt nicht mehr in den Verwehungs-
effekten der Trägerkonzentration zu suchen ist. Die
eigentliche Übergangszone, in der die Trägerdichte
ungefähr gleich der Inversionsdichte n_i ist, ist ja für

¹ Wir machen absichtlich keinen Gebrauch davon, daß
in dem betrachteten symmetrischen p - n -Übergang $I_n = \frac{1}{2} I$
ist. Ohne jede Mühe erhalten wir nämlich ein Ergebnis, das
auch für unsymmetrische p - n -Übergänge gilt.

² Die negativen Elektronen fließen ja den Potentialberg
herauf.

die Größe des wirklich fließenden Stromes gar nicht mehr entscheidend, sondern schafft diese Ströme mühelos durch geringfügige Abweichungen vom BOLTZMANN-Gleichgewicht. Entscheidend ist vielmehr die Stromergiebigkeit der Diffusionsschwänze der Minderheitsträger. Die Stromergiebigkeit eines Diffusionsschwanzes ist aber für die beiden Strom-

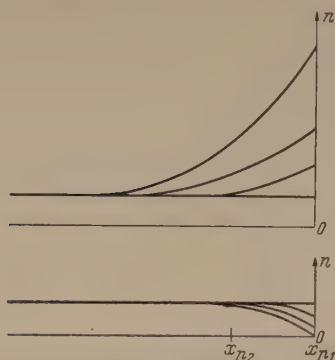


Abb. 7. Konzentrationsverlauf der Elektronen im Diffusionsschwanz innerhalb des p -Teils. Linearer Auftrag.
Oben: Durchlaßfall. Unten: Sperrfall

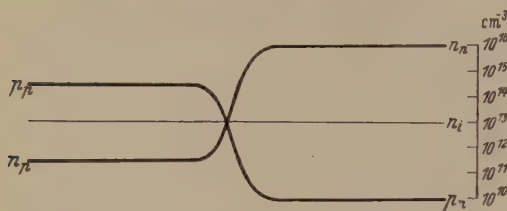


Abb. 8. Unsymmetrischer p - n -Übergang mit stark dotiertem n -Teil.

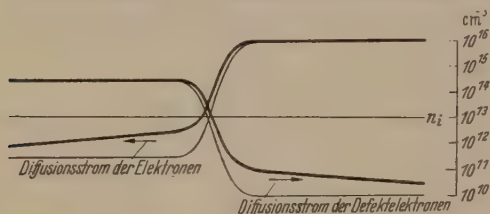


Abb. 9. Polung in Flußrichtung. Der Diffusionsstrom der Elektronen ist ca. $1\frac{1}{2}$ -Zehnerpotenzen größer als der der Defektelektronen.
Wirkung als „Elektronenemitter“.

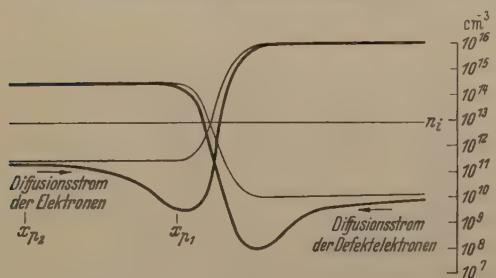


Abb. 10. Polung in Sperrrichtung. Erschöpfung der Diffusionsschwänze.
Wirkung als „Collector“.

richtungen kraß verschieden (Abb. 7). In der einen Richtung sind die erforderlichen Konzentrationsanhebungen unbegrenzt möglich und es können infolgedessen beliebig große Ströme geführt werden. Die für die andere Stromrichtung erforderliche Konzentrationsabsenkung hat aber sehr schnell eine Grenze in der einfachen Tatsache, daß die Konzentration am Anfang des Diffusionsschwanzes nicht weiter als bis auf den Wert Null abgesenkt werden kann. So wird die Absättigung des Stromes bei Polung in Sperrrichtung wohl auch anschaulich verständlich.

Da bei diesem p - n -Gleichrichter mit großer fusionslänge die Diffusionsschwänze mit ihren trem niedrigen Konzentrationen das Geschehen herrschen, werden diese Gleichrichter ausgezeichnete Sperrereigenschaften haben. Die praktische Maßnahme mit der große Diffusionslängen erreicht werden, die Verwendung möglichst störungsfreier Kristalle, denn die Rekombination findet vornehmlich an Oberflächen und Kristallbaufehlern statt. Es müssen nicht etwa nur Einkristalle, sondern besonders hochwertige Einkristalle ohne Versetzungen und Mosaikstrukturen verwendet werden.

Damit beginnt aber wieder ein ganz neues Kapitel der Physik der elektronischen Halbleiter, auf das nicht mehr eingegangen werden kann.

e) Unsymmetrische p - n -Übergänge als Konstruktionselemente der Transistortechnik.

Eine genauere Untersuchung lehrt, daß die Gleichung (5) auch für nicht symmetrische p - n -Übergänge gilt. Diesen Umstand wollen wir benutzen, die Besonderheiten eines stark unsymmetrischen p - n -Übergangs zu studieren. Die rechte Seite eines p - n -Übergangs sei beispielsweise viel stärker dotiert als die linke. Beachten wir beim Zeichnen der Abb. 8 die Symmetrie der n - und p -Kurven in bezug auf die Inversionsdichte n_i , so sehen wir, daß die Konzentration n_p der Elektronen links viel größer ist als die Konzentration p_n der Defektelektronen rechts. Daraus folgt nach Gleichung (5), daß praktisch der gesamte Strom durch den p - n -Übergang aus Elektronen besteht¹, denn die Faktoren $\frac{D_n}{L_n}$ bzw. $\frac{D_p}{L_p}$ der Konzentration n_p bzw. p_n in Gleichung (5) sind jedenfalls nicht größenordnungsmäßig verschieden.

Diese Erkenntnis hat insbesondere im Flußstrom interessante Folgen. Der Flußstrom des betrachteten unsymmetrischen p - n -Übergangs besteht demnach nämlich in überwiegendem Maße aus Elektronen, weit in das p -Germanium hinein „injiziert“ werden (Abb. 9). Eine solche Injektion von Minderheitsträgern ist für Steuerungszwecke von hervorragender Bedeutung und so kann es nicht überraschen, daß in Flußrichtung gepolter stark unsymmetrischer p - n -Übergang oft als Konstruktionselement in der Transistortechnik erscheint. Er wird in dieser Verwendung als „Emitter“ bezeichnet.

Aber auch der in Sperrrichtung gepolte unsymmetrische p - n -Übergang hat Eigenschaften, die für die Transistortechnik interessant sind. Der Sperrstrom des betrachteten unsymmetrischen p - n -Kontaktes besteht nämlich überwiegend aus Elektronen, die aus ihrem Diffusionsschwanz innerhalb des p -Materials in Richtung auf die Übergangszonendifundieren (Abb. 10). Da die Elektronenkonzentration am Punkt x_{p1} bereits praktisch bis auf Null abgesenkt ist², ist die Stromergiebigkeit des Diffusionsschwanzes erschöpft (s. hierzu auch Abb. 7 und den linearen Auftrag der Konzentrationen.) Wenn jetzt auf irgendeine später zu diskutierende Weise am Punkt x_{p2} zusätzliche Elektronen angeliefert,

¹ Entsprechend wird der Strom durch einen p - n -Übergang, bei dem umgekehrt der p -Teil hochdotiert ist, überwiegend aus Defektelektronen bestehen.

² Man lasse sich durch die logarithmische Auftragung der Konzentration nicht irreführen!

n auch sie in Richtung auf die Übergangszone
ndieren: sie werden von dem in Sperrichtung
ten p - n -Übergang *eingesammelt*. Weiter wird
ch die Erschöpfung der Stromergiebigkeit des
sionsschwanzes mehr oder weniger behoben. Die
wirkung des p - n -Übergangs wird nachlassen
sein Leitwert erhöht sich. Eine Vorrichtung, die
defekte Minderheitsträger einsammelt und da-
ihren Leitwert erhöht, wird in der Transistor-
ik als „Collector“ bezeichnet. Wir sehen also,
ein unsymmetrischer p - n -Übergang bei Polung
perrichtung als Collector verwendet werden

ist aber darauf hinzuweisen, daß die Unsym-
e des p - n -Übergangs sowohl bei der Funktion
mitter wie als Collector zwar vorteilhaft ist, aber
swegs unumgänglich notwendig ist. Will man
elsweise Elektronen in p -Material injizieren, so
man dazu auch einen symmetrischen n - p -Über-
verwenden und in Flußrichtung polen. Aber nur
ie Hälfte des ganzen Stromes dient dem in
n Zusammenhang gewünschten Effekt. Die
e Hälfte besteht aus einer in diesem Zusammen-
uninteressanten Injektion von Defektelektronen
n n -Teil. Ähnliches gilt für die Funktion als
tor.

e Wirkungsweise von Halbleiter-Metall-Kontakten.
er p - n -Gleichrichter wurde im Jahre 1949 the-
ch von W. SHOCKLEY [1] vorhergesagt. Seine
sierung konnten die BELL-Laboratorien im Jahre
bekannt geben [2]. Bis dahin kannte man
esentlichen Kupferoxydulgleichrichter, Selen-
richter und Germanium- und Silizium-Spitzen-
toren. Bei allen diesen Gleichrichtern schien
Wesentliche das Zusammenwirken eines Halb-
und eines Metalls zu sein und deshalb hat
HOTTKY [3] seine Gleichrichtertheorie 1938
auf diesen Fall zugeschnitten. Nun war aber
immer bekannt, daß der Selengleichrichter und
spitzendetektoren ihre volle Sperrfähigkeit erst
gewissen „Formierungs“prozessen zeigen. Zur
ung dieser Tatsache war die Halbleiter-Metall-
ktvorstellung nicht imstande [4]. Tatsächlich
ch auch beim Selengleichrichter immer deut-
gezeigt, daß die für die Unipolarität wesent-
Vorgänge an der Grenze zwischen einer durch
sche Reaktion entstehenden CdSe-Zwischen-
t mit n -Leitung und dem p -leitenden Selen
iert sind [5—8]. Auch beim Germanium
etwas Ähnliches nachgewiesen werden [9—10].
hat sich eine kurz vor den SCHOTTKYschen
en aufgestellte Theorie von B. DAVYDOV aus
grad im Kern jedenfalls als richtig erwiesen [11].
nem Halbleiter-Metall-Kontakt können also
e Gleichrichterwirkungen auftreten. Es be-
aber heute kein Zweifel mehr, daß die starken
schen Effekte auch in den Spitzendetektoren
effekte zwischen p - und n -Halbleitern sind,
es sich dabei auch nicht um den SHOCKLEY-
Sonderfall des p - n -Übergangs im selben Gitter
einger Rekombination handelt. Angesichts
Sachlage verzichten wir darauf, die älteren
richtertheorien hier ausführlich zu besprechen.
Spitzenkontakte auf Germanium sind jedenfalls
pte p - n -Gleichrichter [9, 10, 12].

II. Transistoren.

a) Einleitung.

Der Transistor ist eine Vorrichtung zum Ver-
stärken elektrischer Signale und so ist es vielleicht
nicht ganz abwegig, bei einer Diskussion seiner Wir-
kungsweise an die in dieser Beziehung älteste und
wohl auch einfachste Vorrichtung anzuknüpfen, näm-
lich an das elektromagnetische Telegrafengerät
(Abb. 11). Bei diesem betätigt ein von fern her über
lange Leitungen kommender und daher schwacher
Strom einen Schalter, der dem Strom einer starken
örtlichen Stromquelle den Weg freigibt oder sperrt.
Etwas abstrahierend kann man das Wesentliche des
Vorgangs darin erblicken, daß durch das Signal ein
Leitwert im Strompfad der örtlichen Stromquelle
variiert wird und zwar geschieht das im vorliegenden
Falle durch Veränderung seines Querschnittes an
einer bestimmten Stelle.

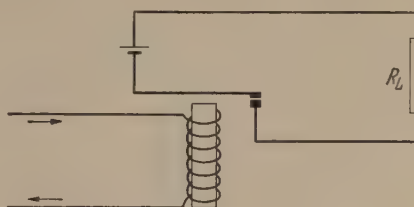


Abb. 11. Verstärkung durch ein Telegrafengerät.

Außer einer solchen Modifikation der geome-
trischen Abmessungen des Strompfades könnte man
aber auch an eine Beeinflussung seiner spezifischen
Leitfähigkeit denken, beispielsweise durch Variation
der Trägerzahl. Das geschieht nun auch tatsächlich
bei einer Reihe von Transistorentypen und zwar
durch mehr oder weniger intensive Injektion zusätz-
licher Ladungsträger. Innerhalb dieses gemeinsamen
Merkmals unterscheiden sich die einzelnen Typen
durch die Natur des beeinflussten Strompfades.
Wenn die Injektion in einem ohmschen Leiter erfolgt,
haben wir den Fadentransistor vor uns (filament
transistor). Ist der beeinflusste Strompfad ein p - n -
Übergang, so haben wir den n - p - n -Transistor vor uns.
Im Spitzentransistor endlich wird die Randschicht
eines metallischen Spitzenkontaktes durch injizierte
Träger beeinflusst. Den Steuervorgang bei dem letzten
zu besprechenden Transistortyp, beim Unipolartran-
sistor, kann man wieder wie beim Relais als eine aller-
dings kontinuierliche Variation der geometrischen
Abmessungen des Strompfades auffassen. Man kann
hier aber auch wieder wie bei den anderen Transi-
storentypen von einer Variation der Trägerkonzen-
tration sprechen, die freilich zum Unterschied von
anderen Typen nur auf mehr oder weniger große Rand-
partien des Stromquerschnitts beschränkt ist und vor
allem die Majoritätsträger und nicht die Minoritäts-
träger betrifft.

b) Der Fadentransistor.

Wie schon in der einleitenden Übersicht ange-
kündigt, werden bei diesem Transistortyp zusätzliche
Ladungsträger in einen ohmschen Leiter injiziert.
Wir haben bisher von einer solchen Injektion wie von
einer Selbstverständlichkeit gesprochen. Wie un-
zutreffend das ist, geht schon aus der Tatsache hervor,
daß wirkungsvolle Trägerinjektionen nur in Halb-

leiter, nicht aber in Metalle möglich sind. Wir müssen also zunächst die Trägerinjektion und die dabei auftretenden Zeiteffekte besprechen.

Zeiteffekte bei der Trägerinjektion.

Als Beispiel betrachten wir einen geerdeten Germaniumkristall, der mit $n_{D+} = 10^{16}$ Arsenatomen pro cm^3 dotiert und dadurch zum Überschußhalbleiter gemacht worden ist. Die Neutralitätsbedingung fordert nämlich in diesem Falle eine Elektronenkonzentration n_0

$$n_0 = n_{D+} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

und das Massenwirkungsgesetz (1) eine Defektelektronenkonzentration $p_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Die Elektronenkonzentration n wollen wir nun durch Elektronenbeschuß zum Beispiel um $\delta n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ auf $n_0 + \delta n = 1,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ erhöhen. Das gelingt aber nur für verschwindend kurze Zeit. Die zusätzlich eingebrachten Elektronen stoßen sich nämlich gegenseitig ab und werden daher zur Erde abfließen. Genauer gesagt wird durch die Einbringung von $\delta n = 10^{15}$ Elektronen pro cm^3 die Neutralität des Leiters gestört und die entstehende Raumladung q ruft ein elektrisches Feld hervor, das die ganze Elektronenkonzentration $n_0 + \delta n$ in Bewegung setzt. Die erzeugten Ströme bauen die zusätzliche Konzentration δn wieder ab. An diesem Abbau sind also nicht nur die wenigen zusätzlichen δn -Elektronen selbst beteiligt, sondern in überwiegendermaßen wird dieser Prozeß durch die bereits vor der Störung vorhandene Elektronenkonzentration $n_0 (\gg \delta n)$ getragen. Die Störung wird infolgedessen *schnell* abgebaut. Eine quantitative Nachrechnung zeigt, daß sie sich nur wenige Relaxationszeiten

$$T_{\text{Relax}} = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma} = \frac{\epsilon}{4\pi e \mu_n n_0}$$

lang halten kann. Wegen der Größe von n_0 wird T_{Relax} sehr klein, nämlich $10^{-12} \dots 10^{-13} \text{ sec}$.

Die Verhältnisse liegen aber völlig anders, wenn es gelingt, $\delta p = 10^{15}$ Defektelektronen pro cm^3 zusätzlich in das betrachtete n -Germanium hineinzubringen. Auch diese zusätzlichen Defektelektronen stoßen sich zwar untereinander ab, aber für den Abbau ihrer Konzentrationserhöhung δp würde ihnen bloß die eigene geringe Konzentration $p_0 + \delta p \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ zur Verfügung stehen. Es kommt infolgedessen gar nicht zum Ablauf dieses viel zu langsamen Abbauprozesses. Lange vorher haben nämlich die Elektronen ihre Konzentration $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ um $\delta n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ auf $1,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ erhöht, da ihnen für diesen Aufbauprozeß ihre eigene große Konzentration 10^{16} cm^{-3} zur Verfügung steht und der Prozeß infolgedessen rasch verläuft. Nachdem aber die Elektronen ihre Konzentration $1,0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ auf $1,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ erhöht haben, ist wieder Neutralität hergestellt und es gibt gar keine Felder mehr, die irgendwelche Elektronen oder Defektelektronen zum Abfließen bringen könnten.

Trotzdem hält sich auch dieser Zustand nicht unbegrenzt lange. Wir haben ja in der Einleitung gezeigt, daß in jedem Halbleiter eine thermisch bedingte Trägerneuerzeugung¹ g und eine durch Rekombination

bedingte Trägervernichtung $r \cdot n \cdot p$ dauernd gegeneinander wirken. Im Gleichgewichtsfall $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $p_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $n_i = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ kompensieren sich beide Prozesse gerade:

$$r n_0 p_0 = g = r n_i^2.$$

Werden aber beide Dichten n_0 und p_0 um $\delta n = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ erhöht, so bleibt zwar die Neutralität gewahrt, aber die Rekombination

$$r \cdot (n_0 + \delta n) \cdot (p_0 + \delta p) = r \cdot 1,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \cdot 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} = r \cdot 1,1 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-6}$$

wird stärker als die Neuerzeugung¹

$$g = r n_i^2 = r \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-6}.$$

Deshalb nehmen beide Konzentrationen wieder auf den Gleichgewichtszustand $n = n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $p = p_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ab. Die Geschwindigkeit des Prozesses wird nun durch die „Lebensdauer der Defektelektronen im n -Germanium“ bestimmt. Die Lebensdauer ist stark von der Fehlerlosigkeit des betreffenden Kristallgitters abhängig. In besonders guten Kristallen kommt man auf Lebensdauern von einigen 10^{-4} sec , und selbst in schlechten Einkristallen sind die Lebensdauern kaum kleiner als 10^{-7} sec . Die Lebensdauern τ_n und τ_p sind also viel größer als die Relaxationszeiten T_{Relax} .

Zusammenfassend und verallgemeinernd dürfen wir also feststellen:

Die Elektronen in n -Halbleitern und die Defektelektronen in p -Halbleitern, diejenige Trägersorte also, die in dem betrachteten Halbleiter in der Majorität ist, mit anderen Worten die „Majoritätsträger“, beseitigen Störungen der Quasineutralität in einem Halbleiter innerhalb kurzer Zeiten $T_{\text{Relax}} \approx 10^{-13} \text{ sec}$. Dabei ist es gleichgültig, wie die Neutralitätsstörung zustande gekommen ist.

Injektionen von „Minoritätsträgern“ werden also auch innerhalb derartig kurzer Zeiten T_{Relax} durch die Erhöhung der Majoritätsträgerkonzentration neutralisiert. Beide Konzentrationen klingen dann gemeinsam exponentiell ab und zwar mit der Lebensdauer τ_{minor} als Zeitkonstante, also sehr langsam gegenüber den Relaxationszeiten T_{Relax} .

Der Fadentransistor.

Aus den bisherigen Ausführungen geht hervor, daß es keinen Sinn hat, zum Zwecke der Leitwertbeeinflussung eines Strompfades Majoritätsträger zu injizieren. Die zusätzlichen Trägerkonzentrationen klingen innerhalb viel zu kurzer Zeiten T_{Relax} ab, bzw. innerhalb viel zu kurzer Strecken $v_{\text{Drift}} \cdot T_{\text{Relax}}$ für eine Strömung mit der Driftgeschwindigkeit v_D die injizierten Träger mit sich fortführt.

Bei der Injektion von Minoritätsträgern dagegen wird innerhalb von wenigen Relaxationszeiten T_{Relax} durch Ausgleichsströmungen der Majoritätsträger die Neutralität wieder hergestellt und dadurch das Raumladungsfeld mit seiner Dissipations-tendenz beseitigt. Der Leitwert des betreffenden Strompfades ist dadurch durch die zusätzlichen Minoritätsträger und außerdem durch die neutralisierende Konzentrationserhöhung der Majoritätsträger erhöht.

Es fragt sich nun, wie man die Injektionen von Minoritätsträgern bewerkstelligen kann. Am Schluß des I. Teils über Kristallgleichrichter sahen wir ab

¹ Für die Neuerzeugung g folgt aus der Definition der Inversionsdichte n_i der Ausdruck $r n_i^2$. (Siehe Gl. (1).)

Wir in der Form von Durchlaß-belasteten p - n -Röhren oder metallischen Spitzenkontakten, die in Flußrichtung gepolt werden, einfach zu handhaben. Zusammen mit den einleitenden Überlegungen des § 1 ergibt sich folgende Vorrichtung als Kristallverstärker (Abb. 12). Ein stab- oder fadenförmiger Einkristall aus Germanium ist an den beiden Enden mit groß-

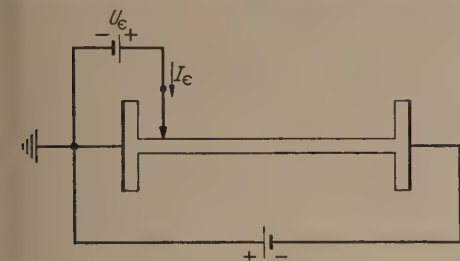
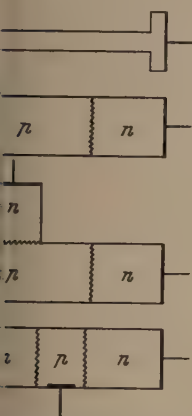


Abb. 12. Der Fadentransistor.

flächen Elektroden versehen, um die Sperrfreiheit der Stromzuführungen auf jeden Fall zu gewährleisten. Die linke „Basis-Elektrode“ ist geerdet, die rechte „Collector-Elektrode“ dagegen stark negativ gepolt $[U_C \ll -\frac{kT}{e} < 0]$. In der Nähe der Basis befindet sich ein Emitter auf den Stab aufgesetzt, der gegenüber der Basis eine positive Spannung $U_E > 0$ haben muß, um als Emitter zu wirken. Der aus dem Emitter in den Germaniumstab fließende Strom I_E besteht nun zu einem Bruchteil γ aus Defektelektronen $[\gamma = \text{„Gehaltsfaktor“} = \text{Gehalt des Emitterstromes an Minderheitsträgern}]$. Diese



Entstehung des n - p - n -Transistors aus dem Fadentransistor.

Defektelektronen werden nach ihrem Eintritt in das n -Germanium von dem negativen Collector gesammelt und modulieren nun je nach ihrer Menge den Leitwert des Strompfades zwischen Emitter und Collector mehr oder weniger stark. Es muß also möglich sein, durch Variation der Emitterspannung U_E die im Collector von der dortigen Batterie abgegebene Leistung zu steuern.

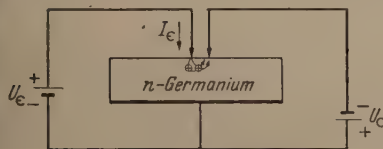


Abb. 14. Typ A-Transistor.

c) Der n - p - n -Transistor.

Der Fadentransistor ist der beeinflusste Stromfluß durch den ohmschen Leitwert. Wir ersetzen ihn durch einen in Flußrichtung gepolten p - n -Übergang (Abb. 13). Die Ursache der Sperrwirkung eines solchen p - n -Übergangs ist das Versagen der Stromergiebigkeit der Diffusionsschwänze der Minoritätsträger. Indem der Trägermangel durch Injektion von Minoritätsträgern mehr oder weniger behoben wird, muß sich die Sperrwirkung ergeben. Als Injektor oder

Emitter wird im n - p - n -Transistor nicht ein in Flußrichtung gepolter Spitzenkontakt, sondern auch wieder ein p - n -Übergang verwendet, im Gegensatz zum Collector aber in Durchlaßrichtung belastet. So ergibt sich schließlich der in Abb. 13 an letzter Stelle gezeigte n - p - n -Transistor.

d) Der Spitzentransistor.

Der historisch erste Transistor ist der in Abb. 14 dargestellte sogenannte Typ A-Transistor, dessen Entdeckung im Jahre 1948 durch J. BARDEEN und W. H. BRATTAIN [13] mit Recht ein so großes Aufsehen erregte. Der Transistor mit doppelter Ober-

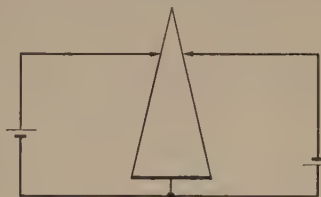


Abb. 15. Transistor mit doppelter Oberfläche.

fläche von J. N. SHIVE [14] (Abb. 15) und der „coaxiale Transistor“ von W. E. KOCK und R. L. WALLACE [15] (Abb. 16) sind, wie sich bald herausstellte, nur geometrische Modifikationen des Typ A-Transistors und fallen unter den Begriff des „Spitzentransistors“. Das physikalisch Wesentliche ist nämlich bei allen diesen Typen, daß der durch Trägerinjektion beeinflusste Strompfad die Randschicht eines in Flußrichtung gepolten Spitzenkontaktes ist und daß als Emitter ebenfalls ein Spitzenkontakt verwendet wird, aber natürlich in Flußrichtung gepolt. Für eine



Abb. 16. Der koaxiale Transistor.

qualitative Beschreibung der Wirkungskreise legen wir einen Transistor aus n -Germanium zugrunde. Aus dem mit einer positiven Vorspannung U_E (z. B. +0,15 Volt) versehenen Emitter tritt ein Strom I_E (z. B. 0,75 mA) in das n -Germanium. Ein kleiner Bruchteil $1-\gamma$ dieses Stromes besteht aus Elektronen die von der großflächigen und sperrfreien Basis-Elektrode herkommend quer durch den Germaniumblock in den Emitter hineinfließen. Der Hauptteil γI_E des Emitterstromes besteht dagegen aus Defektelektronen, auf die naturgemäß der nahe benachbarte und mit einer starken negativen Vorspannung $U_C < 0$ (z. B. -20 V) versehene Collector eine erhebliche Anziehungskraft ausübt. Der Hauptteil β des Defektelektronenstromes γI_E wird also vom Collector eingefangen und moduliert nun den Leitwert der Collector-Randschicht, die ja wegen der Polung in Flußrichtung an Trägermangel leidet. So kann mit einer kleinen Leistung im Emitterkreis der über die Collector-Randschicht führende Strompfad der Batterie im Collectorkreis gesteuert werden.

e) Der Unipolartransistor.

Im Gegensatz zu den bisher besprochenen drei Transistortypen spielt beim Unipolartransistor die Injektion von Minoritätsträgern keine Rolle, sondern es werden die Verwehungseffekte der Majoritätsträger

in den Übergangszonen von p - n -Übergängen ausgenutzt. Es darf daran erinnert werden, daß innerhalb eines p - n -Übergangs schon im stromlosen Zustand eine Potentialstufe V_D vorhanden ist (Abb. 3). Zum Aufbau dieser Stufe sind Raumladungen erforderlich, die dadurch entstehen, daß auf den beiden Seiten der Übergangszone die jeweilige Mehrheitsträgerkonzentration kleiner als die betreffende Störstellendichte ist.

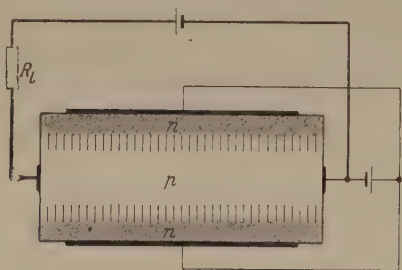


Abb. 17. Unipolartransistor.

Wird die Potentialstufe durch Anlegen einer Sperrspannung U auf $V_D + U$ vergrößert, so müssen sich die trägerverarmten Raumladungszonen verbreitern (Abb. 5). Dies alles wurde schon in Teil Ia, b und c im Zusammenhang mit der Gleichrichterwirkung eines p - n -Übergangs ausführlich besprochen.

Im Unipolartransistor wird nun von der Mehrheitsträgerverarmung in der Raumladungszone eines p - n -Übergangs folgender Gebrauch gemacht. Ein beispielsweise p -leitender Kanal wird an zwei gegenüberliegenden Ufern durch p - n -Übergänge begrenzt (Abb. 17). Durch Variation der Spannung zwischen dem p -Kanal und den angrenzenden n -Ufern wird die Breite der Raumladungszonen gesteuert und auf beiden Seiten ein mehr oder weniger breiter Randstreifen des p -Kanals trägerfrei gemacht. Dieser Randstreifen fällt also als Leiterquerschnitt aus, wenn

man jetzt einen Strom in der Längsrichtung des Kanals fließen läßt. Im Grenzfall kann durch genügend große Sperrspannungen zwischen dem p -Kanal und den n -Ufern die ganze Kanalbreite trägerfrei gemacht werden. Dann ist der Kanal scheinbar „abgekniffen“ worden und der Längsstrom ist gesperrt.

Im ganzen wird also durch die Sperrspannung zwischen dem Kanal und seinen Ufern die Breite des Kanals und damit sein Leitwert für den Längsstrom gesteuert. Für die Steuerung sind nur schwache Leistungen erforderlich, weil die Steuerspannungen Sperrrichtung gepolt sind und die Sperrströme in p - n -Übergängen extrem klein sind. Im Augenblick der Niederschrift dieser Zeilen sind übrigens nur wenige Realisierungen dieses Unipolartransistors bekannt geworden, wohl aber durch SHOCKLEY schon angekündigt¹.

Literatur. [1] SHOCKLEY, W.: Bell Syst. Tech. J. 435 (1949). — [2] GOUCHER, F. S., G. L. PEARSON, SPARKS, G. K. TEAL u. W. SHOCKLEY: Phys. Rev. 81, (1951). — [3] SCHOTTKY, W.: Naturwiss. 26, 843 (1939). — [4] H. MANN, A.: Z. Phys. 128, 414 (1950). — [5] LAMM, U.: Ann. Phys. XVI, 114 (1939). — [6] KOCH, W. u. S. POGANSKI: (sog. ger Bericht: Über den Aufbau von Selensperrschichten, 1944) vgl. FIAT Final Rep. Nr. 706, 18 (1946). — [7] POGANSKI, S.: Z. Phys. 134, 469 (1953). — [8] HOFFMANN, u. F. ROSE: Z. Phys., im Erscheinen. — [9] THEDIECK, Phys. Verh. 3, 31 (1952); 3, 212 (1952). — [10] VALDES, L. Proc. I. R. E. 40, 445 (1952). — [11] DAVYDOV, B.: J. Techn. Phys. USSR 5, 87 (1938). — [12] THEDIECK, R. angew. Phys. 5, 165 (1953). — [13] BARDEEN, J. u. W. BRATTAIN: Phys. Rev. 74, 230 (1948) und 75, 1208 (1949). — [14] SHIVE, J. N.: Phys. Rev. 75, 689 (1949). — [15] K. W. E. u. R. L. WALLACE: Electrical Engineering 68, (1949).

Dr. EBERHARD SPENKE, Pretzfeld/Oberfr.

¹ Zus. bei der Korr.: Siehe aber S. L. PEARSON, Phys. Rev. 90, 336 (1953) und G. C. DACEY und I. M. ROSS: Proc. I. R. E. 41, 970 (1953).

Buchbesprechungen.

Gänger, B.: Der elektrische Durchschlag von Gasen. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1953. XI, 581 S. u. 212 Abb. Gebunden DM 58.50.

Nach langer Zeit liegt wiederum eine deutsche Monographie über das Gesamtgebiet des elektrischen Durchschlages vor. Verglichen mit den älteren Büchern über dieses Gebiet zeigt schon der stattliche Umfang von 581 Seiten, wie außerordentlich stark es sich in den letzten Jahrzehnten entwickelt hat, und welch bewunderungswürdige Arbeit der Verfasser leisten mußte, um die Flut der wissenschaftlichen Arbeiten sämtlicher Kulturländer durchzuarbeiten und kritisch zu referieren. Ein Buch dieser Art ist schwer zu komprimieren, da nicht nur die physikalischen Grundlagen, sondern auch die Wünsche und Entwicklungen der Hochspannungstechnik zu berücksichtigen sind. Dies ist dem Autor sehr gut gelungen. Wenn man das Buch durchblättert, findet man überall die Entwicklung bis zu den modernsten Arbeiten kurz und klar geschildert. Bei dem Umfang des Buches ist eine kritische Würdigung des Einzelnen unmöglich.

Das Buch will sowohl dem Fachmann Hilfe leisten bei der Bearbeitung spezieller Probleme als auch dem Anfänger einen Überblick geben und ihn anleiten. Die atomphysikalischen und elektrotechnischen Grundlagen sind nur soweit behandelt, als es zum Verständnis des folgenden nötig ist. Das eigentliche Thema setzt mit Kapitel VIII (Die unelbständige gasverstärkte Strömung) ein mit der Ausbildung der selbstständigen Entladung und dem Durchschlag bei niedrigen Drucken. Es folgt der Durchschlagmechanismus für höhere Gasdrucke und Überspannung, Ähnlichkeitsgesetze und Durchschlag im leeren Raum. Es folgt dann Entladeverzögerung,

Durchschlag in Preßgasen und Übersschlag längs der Trochäerfläche Gas — fester Isolator und die Gleitentladungen. Dann folgen Spitzenentladungen, wobei besonders die neueren Ergebnisse der Untersuchungen der LOEBschen Schule schildert werden, und anschließend die Abhängigkeit der statischen Durchbruchspannung von Bestrahlung und Frequenz. Ausgehend von den TOEPLERSchen Untersuchungen wird der Übergang von der Funken- in die Bogenentladung erläutert. Besonders wichtig für den Hochspannungstechniker erscheinen die Kapitel XXII und XXIII mit Angaben über die Zündfeldstärke bei technisch wichtigen Elektrodenformen und über die Korronaverluste. Die Vorstellungen vom Wesen und vom Mechanismus der Zündvorgänge haben ungeahnte Fortschritte gemacht, können jedoch auch heute keineswegs als abgeschlossen gelten. Kapitel XIII sind die grundlegenden neuen Erkenntnisse über die Bildung der Funkenkanäle von RAETHER, MANN und LOEB kurz und klar geschildert, und im Kapitel IX wird der lichtelektrische Effekt in Gasen durch sehr kurzwellige Strahlungen mit Wellenlängen unter 1000 Å, die durch Entladung verursacht werden, und der zum Verständnis überaus kurzen Durchschlagszeit bei überhöhten Spannungen nötig ist, eingehend besprochen. Am Ende jedes Kapitels befindet sich eine genaue Literaturübersicht.

Es ist sehr zu begrüßen, daß jetzt wieder ein deutsches Buch über den elektrischen Durchschlag existiert, das gründlich, eingehend und kritisch geschrieben ist wie vorliegende. Jedem, der sich für dieses technisch so wichtige und physikalisch so interessante Gebiet interessiert, kann nur auf das Wärmste empfohlen werden.

W. O. SCHUMANN

Verzeichnis der Originalarbeiten und der zusammenfassenden Berichte geordnet nach Sachgebieten.

1. Mechanik.

Mechanische Instrumente.

DT, K.: Über die Anwendung des Kreiselkompasses im
messungswesen. 270.

Elastizität und plastische Verformung.

F. X.: Die Messung der dynamischen Festigkeit
stischer Werkstoffe. 1.

ER, E. u. L. REIMER: Röntgenographische Unter-
suchungen über Eigenspannungen in plastisch gedehntem
en.

, K. u. W. WEIDLICH: Zur Theorie der Schraubenfeder.
timmung der Poissonschen Zahl an Schraubenfedern.

NDÖRFER, A.: Die Grundgesetze des Fließens der
nophen und der kristallinen Stoffe. 69.

ZE, R.: Experimentelle Untersuchungen über den
kenquerstoß. 252.

Akustik und Ultraschall.

R.: Über die Beziehungen zwischen elektrischer und
hanischer Klangerzeugung. 231.

A, H. u. H. H. RUST: Die Entwicklung der akustischen
restiefenmessung. 388.

W, u. G. PODZUWET: Ein neues mikrophonesteuer-
Lichtblitz-Stroboskop zur Beobachtung von Stimm-
schwingungen. 41.

H. H. u. H. DRUBBA: Praktische Anwendung des
erwasserfunkens als Impuls-Schallgeber für die Echo-
ng. 251.

, G. u. H. KNAPP: Ultraschalldurchgang durch poröse
per in Flüssigkeiten. 463.

Strömungsphysik.

, O.: Laminare und turbulente stationäre Strömung
Luft und Kohlensäure in einem schwach konischen
r in der Nähe der kritischen Reynoldsschen Zahl. 81.

ANN, F. X.: Eine Methode zur Beobachtung und
sung von Wasserströmungen mit Tellur. 201.

Zeitmessung.

H. H.: Kurzzeitmesser, insbesondere für die akustische
ometrie. 237.

E, A.: Pendeluhrn, Quarzuhrn und Atomuhren als
standards. 307.

Rechenmaschinen.

N, V. u. W. HOPPE: Die Berechnung von ein- und
rdimensionalen Fourierreihen mit einem mechanischen
ragerer neuer Konstruktion. 121.

Vakuumtechnik und Molekularmechanik.

E.: Über nichtstationäre Diffusion in geschichteten
ien. 370.

B, K.: Tombak-Faltenbälge in Vakuumleitungen. 186.

ANNSPERGER, H.: Direktbestimmung von Molekular-
lichten von Gasen und Dämpfen im Druckbereich von
bis 10^{-6} Torr.

z, K. D. u. E. SCHÖNHEIT: Zur Theorie des Quarz-
nmanometers. 90.

Kristallphysik.

H.: Eine einfache Methode zur Herstellung von Alu-
um-Einkristallen vorgegebener Orientierung. 119.

2. Wärme.

EHRENBERG, W. u. H. JAFFKE: Über die Anreicherung von
schwerem Wasser bei fraktionierter Destillation. 375.

KUNZE, P.: Eine Meßmethode für die Wärmeleitzahl in Faser-
stoffen. 94.

OSWALD, W.: Über eine Anordnung zur Abkürzung der Ver-
suchszeiten bei der Bestimmung von Wärmeleitzahlen im
Poensgenschen Plattenapparat. 130.

SENFTLEBEN, H.: Eine einfache Methode zur gleichzeitigen
Bestimmung der spez. Wärme, der inneren Reibung und
des Wärmeleitvermögens von Gasen. 33.

SENFTLEBEN, H.: Wärmeübergang in Flüssigkeiten unter
Wirkung elektrischer Felder. 39.

SENFTLEBEN, H.: Die Wärmeabgabe von Körpern verschiede-
ner Form in Flüssigkeiten und Gasen bei freier Strömung II.
267.

3. Elektrizität und Magnetismus.

Meßtechnik.

BEHREND, P.: Theorie der Impulstechnik auf Koaxial-Kabeln.
61.

BUSCH, C. W.: Experimentelle Untersuchungen an Breitband-
kabeln mit Gleichspannungsimpulsen. 52.

HEILAND, G. u. G. RUPPRECHT: Ein logarithmisch anzeigen-
des Röhrengalvanometer. 167.

KROEBEL, W.: Methoden für Fehlerorts- und Inhomogenitäts-
messungen an Kabeln nach dem Echolotprinzip. 48.

WADELICH, W.: Ein logarithmisch anzeigendes Elektro-
meter. 171.

v. WARTENBERG, H.: Elektrische Widerstandsmessung von
Pulvern. 291.

Dielektrika.

HEYWANG, W.: Streukapazität bei hochdielektrischen Sub-
stanzen. 162.

Elektrizitätsleitung in festen Körpern, Halbleiter.

KÖNIG, L. A. u. G. U. SCHUBERT: Einige spezielle Einschalt-
und Ausgleichvorgänge in Supraleitern. 5.

LAUCKNER, H.: Beitrag zur Kenntnis der dynamischen Er-
scheinungen am Selengleichrichter. 341.

MADLUNG, O. u. H. WELKER: Zur Theorie der gemischten
Halbleiter. 12.

SPENKE, E.: Die physikalische Wirkungsweise der Gleich-
richter und Transistoren. 472.

THEDIECK, R.: Über die Formierung von Germanium-Ober-
flächen. 163.

THEDIECK, R.: Beitrag zur Kenntnis des Mechanismus von
Punktkontakt-Transistoren. 165.

Gasentladung.

KLUGE, W.: Über die Steuerbarkeit selbständiger Entladungs-
ströme durch Kathodenbestrahlung. 173.

LUDWIG, E. H.: Weiterführung der Theorie der positiven
Niederdrucksäule I. 377.

LUDWIG, E. H.: Weiterführung der Theorie der positiven
Niederdrucksäule II. 421.

NAUER, H.: Modellversuche zum Kugelblitz. 441.

PFENDER, E.: Beitrag zum quantitativen Verlauf der Ent-
ladungsgenetik. 450.

RAETHER, H.: Zum Aufbau von Gasentladungen. 211.

STEER, G.: Untersuchungen über die Brennfleckbewegung
auf der Kathode des Quecksilberdampf-Niederdruck-
bogens mit Zündstiftsteuerung. 116.

Verstärkertechnik.

EHMERT, A.: Über gegengekoppelte Gleichstromverstärker.
24.

- EHMERT, A. u. R. MÜHLEISEN: Ein hochohmiges Gleichspannungsröhrenvoltmeter mit einem Meßbereich von -500 bis $+500$ Volt. 43.
- GUNDERT, E.: Experimentelle Ermittlung des Kennlinienexponenten bei Bildröhren. 340.
- HAAS, G.: Arbeitsweise und Eigenschaften eines neuen Gleichspannungsverstärkers mit dem Kristallkontaktunterbrecher von W. KROEBEL. 107.
- KNOOP, E.: Die Gastriode als Impulsverstärkerröhre. 105.
- KROEBEL, W.: Eine Methode zur Verstärkung von extrem kleinen Thermospannungen. 296.

Elektromagnetische Wellen und Schwingungen.

- ANDREJEWSKI, W.: Die Beugung elektromagnetischer Wellen an der leitenden Kreisscheibe und an der kreisförmigen Öffnung im leitenden ebenen Schirm. 178.
- KOCH, B.: Elektrische Frequenzsteuerung von Röhrendern mittels einer elektrodenlosen Gasentladung. 292.
- KOCH, B. u. H. NEUTERT: Magnetische Frequenzsteuerung von Röhrendern mittels einer elektrodenlosen Gasentladung. 249.
- MÜLLER, R.: Die Schlitzblende im Wellenleiter mit rechteckigem Querschnitt. 142.
- TISCHER, F. J.: Die elektrischen Eigenschaften dünner aufgedampfter Silberschichten bei 3000 MHz. 413.
- VON TRENTINI, G.: Gitter als Schaltelemente elektrischer Wellen im Raum. 221.

Luftlektrizität.

- HAXEL, O.: Eine einfache Methode zur Messung des Gehaltes der Luft an radioaktiven Substanzen. 241.
- SIKSNA, R. u. A. METNIEKS: Aufladung eines isolierten Rohrs bei Durchströmen von ionisierter Luft und Absorption der Ionen. 454.

Ionosphärenphysik.

- POEVERLEIN, H.: Ionosphären-Grenzfrequenz bei schiefer Einfall. 15.

Magnetismus.

- EBBINGHAUS, E.: Sauerstoffmessung auf magnetischer Grundlage mit stark unterdrücktem Nullpunkt. 294.
- KRONENBERG, K. J.: Untersuchungen über Alterungsvorgänge an Dauermagneten. 321.
- SORGER, G.: Über eine amplituden- und temperaturabhängige Nachwirkung des α -Eisens bei -70°C . 406.

Elektronen- und Ionenoptik.

- DEUBNER, B., H. KIMMEL und W. ROLLWAGEN: Über die Abbildungsstreuung von Lackabdrucken für elektronenmikroskopische Beobachtungen. 284.
- EWALD, H. u. G. SAUERMAN: Hilfskondensatoren zur besseren Ausleuchtung des Massenspektrographenspalts. 387.
- GLASER, W. u. P. SCHISKE: Bildstörungen durch Polschuhasymmetrien bei Elektronenlinsen. 329.
- KIRCHNER, F.: Feldelektronenemission und Gasadsorption. 281.

Regel- und Steuertechnik.

- EWALD, H.: Eine photoelektrische Magnetstrom-Konstanthaltung. 387.
- STENZEL, R.: Elektrische Übertragungsmittel für Regel- und Steuergrößen bei mechanischer Rückführung. 148.

Funktechnik.

- PLÖTZE, E., K. RAWER und E. STOEBE: Langfristige, automatische Wetterfunkgeräte für große Übertragungserfernungen. 351.

4. Optik.

Spektroskopie.

- BRANDMÜLLER, J.: Eine lichtstarke Raman-Kristallpulvanordnung. 95.
- EULER, J.: Zum Graphit-Normalbogen nach MCPHERSON. 64.
- ULLRICH, G. J.: Vergleich von Lichtquellen mit kontinuierlichem U.-V.-Spektrum. 350.

Photometrie und Kolorimetrie.

- ELSAESSER, M. S. u. K. WIRTZ: Winkelabhängigkeit der Lichtstreuung einzelner Nebeltröpfchen. 133.
- MEYER, B.: Untersuchungen an Blitzlampen zur Beleuchtung von Wilson-Kammern. 139.
- SCHWUTTKE, G.: Bestimmung der Konzentration und Absorptions-Koeffizienten von Adsorbaten durch flexionsmessungen. 303.

Spannungsoptik.

- MÖNCH, E.: Über eine Verbesserung des plastischen Druckversuches durch aufgezwungene Gleitreibung. 363.

Photographie.

- GOBRECHT, H. u. W. WEISS: Zur photographischen Aufnahme im Ultrarot nach der Methode von Czerny (Evaporographie). 207.

Kinematographie.

- SCHARDIN, H.: Die Mehrfach-Funken-Kamera und ihre Anwendung in der technischen Physik. 19.

Röntgenstrahlen.

- FÜNFER, E.: Der Hochvakuumdurchschlag und seine Anwendung beim Röntgenblitzrohr. 426.
- HEUSE, O.: Eine 65 kW-Röntgenanlage für strahlenbiologische Untersuchungen. 361.
- HÜBNER, W.: Oszillographie von Intensitätsschwankungen der Röntgenstrahlung. 461.
- THOMER, G.: Wirkungsweise und Anwendung eines Doppel-Röntgenblitzrohres. 217.

5. Atomphysik.

- HESS, B.: Neutronen-Dosismessung. 297.
- KOESTER, L., H. MAIER-LEIBNITZ u. K. SCHMEISER: Zur Absorption von Elektronen und Positronen. 9.
- SOMMERMEYER, K. u. K. H. WAECHTER: Die Absorptionskoeffizienten der Energie radioaktiver Isotope für äquivalente Substanzen. 242.
- WIDERÖE, R.: Das Betatron. 187.

6. Verschiedenes.

- FRÜNGEL, F.: Das Impuls-optische Überholmeldegerät. 1

Autorenverzeichnis.

(A) bedeutet Originalarbeit, (Ber) zusammenfassender Bericht.

- Andrejewski, W. 178 (A).
Behrend, P. 61 (A).
Behrndt, K. 270 (Ber).
Bierl, R. 231 (A).
Brandmüller, J. 95 (A).
Busch, C. W. 52 (A).
Caimann, V. 121 (A).
Deeg, E. 370 (A).
Deubner, B. 284 (A).
Drubba, H. 251 (A).
Drubba, H. 388 (Ber).
Ebbinghaus, E. 294 (A).
Eder, F. X. 1 (A).
Ehmert, A. 13 (A).
Ehmert, A. 24 (A).
Ehrenberg, W. 375 (A).
Elsaesser, M. S. 133 (A).
Euler, J. 64 (A).
Ewald, H. 387 (A).
Ewald, H. 387 (A).
Früangel, F. 102 (A).
Fünfer, E. 426 (Ber).
Gobrecht, H. 207 (A).
Glaser, W. 329 (A).
Gundert, E. 340 (A).
Haas, G. 107 (A).
Hanle, W. 41 (A).
Haxel, O. 241 (A).
Heiland, G. 167 (A).
Hess, B. 297 (A).
Heuse, O. 361 (A).
Heywang, W. 161 (A).
Hoppe, W. 121 (A).
Hübner, W. 461 (A).
Jaffke, H. 375 (A).
Kappler, E. 401 (A).
Kerner, K. 186 (A).
Kimmel, H. 284 (A).
Kirchner, F. 281 (A).
Kluge, W. 173 (A).
Knapp, H. 463 (A).
Knoop, E. 105 (A).
Koch, B. 249 (A).
Koch, B. 292 (A).
Kochendörfer, A. 69 (Ber).
König, L. A. 5 (A).
Koester, L. 9 (A).
Kollmannsperger, H. 416 (A).
Krebs, K. 260 (A).
Kroebe, W. 48 (A).
Kroebe, W. 286 (A).
Kronenberg, K. J. 321 (A).
Kunze, P. 94 (A).
Lauckner, H. 341 (A).
Lauer, O. 81 (A).
Ludwig, E. H. 377 (A).
Ludwig, E. H. 421 (A).
Madelung, O. 12 (A).
Maier-Leibnitz, H. 9 (A).
Metnieks, A. 454 (A).
Meyer, B. 139 (A).
Mielenz, K. D. 90 (A).
Mönch, E. 363 (A).
Mühleisen, R. 43 (A).
Müller, R. 142 (A).
Nauer, H. 441 (A).
Neuert, H. 249 (A).
Oswald, W. 130 (A).
Pfender, E. 450 (A).
Plötze, E. 351 (Ber).
Podzuweit, G. 41 (A).
Poeverlein, H. 15 (A).
Raether, H. 211 (A).
Rawer, K. 351 (Ber).
Reimer, L. 401 (A).
Rollwagen, W. 284 (A).
Rupprecht, G. 167 (A).
Rust, H. H. 237 (Ber).
Rust, H. H. 251 (A).
Rust, H. H. 388 (Ber).
Sauermann, G. 387 (A).
Senftleben, H. 33 (A).
Senftleben, H. 39 (A).
Senftleben, H. 267 (A).
Siksna, R. 454 (A).
Sommermeyer, K. 242 (A).
Sorger, G. 406 (A).
Schardin, H. 19 (A).
Scheibe, A. 307 (Ber).
Schiske, P. 329 (A).
Schmeiser, K. 9 (A).
Schmid, G. 463 (A).
Schönheit, E. 90 (A).
Schubert, G. U. 5 (A).
Schulze, R. 252 (A).
Schwuttke, G. 303 (A).
Spenske, 472 (Ber).
Steer, G. 116 (A).
Stenzel, R. 148 (Ber).
Stoebe, E. 351 (Ber).
Thedieck, R. 163 (A).
Thedieck, R. 165 (A).
Thomer, G. 217 (A).
Tischer, F. J. 413 (A).
von Trentini, G. 221 (A).
Ullrich, G. J. 350 (A).
Waechter, K. H. 242 (A).
Waidelich, W. 171 (A).
von Wartenberg, H. 291 (A).
Weidlich, W. 260 (A).
Weik, H. 119 (A).
Weiss, W. 207 (A).
Welker, H. 12 (A).
Wideröe, R. 187 (Ber).
Wirtz, K. 133 (A).
Wortmann, F. X. 201 (A).

Verzeichnis der Buchbesprechungen.

(Die Namen der Autoren sind in Klammern gesetzt.)

- ANGERER, E. v.: Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen (*Joos*). S. 160.
- ASMUS, E.: Einführung in die höhere Mathematik und ihre Anwendungen (*Wenzl*). S. 120.
- BENZ, F.: Meßtechnik für Funkingenieure (*Kauzmann*). S. 159.
- BERGMANN, L.: Schwingende Kristalle (*Lutze*). S. 200.
- BIEZENO, C. B. u. R. GRAMMEL: Technische Dynamik, 1. und 2. Band (*Stefaniak*). S. 400.
- BIRKS, J. B.: Scintillation Counters (*Waidelich*). S. 360.
- BRÜCKNER, H.: Gastafeln (*Meißner*). S. 319.
- BRUNST, W.: Das elektrische Widerstandsschweißen (*Wolff*). S. 318.
- DEWOLF SMYTH, H.: Atomenergie und ihre Verwertung im Kriege (*Joos*). S. 279.
- DILLENBURGER, W.: Aufbau und Arbeitsweise des Fernsehempfängers (*Auer*). S. 40.
- DROSSBACH, P.: Grundriß der allgemeinen technischen Elektrochemie (*Knorr*). S. 279.
- EDER, F. X.: Moderne Meßmethoden der Physik. Teil I: Mechanik, Akustik (*Joos*). S. 318.
- FELDTKELLER, R.: Einführung in die Vierpoltheorie der elektrischen Nachrichtentechnik (*Lutze*). S. 440.
- FLÜGGE, S. unter Mitarbeit von H. MARSHALL: Rechenmethoden der Quantentheorie (*Hettner*). S. 200.
- GERTHSEN, CH. u. M. POLLERMANN: Einführung in das Physikalische Praktikum zum Studium der Physik als Nebenfach (*Joos*). S. 280.
- GÄNGER, B.: Der elektrische Durchschlag von Gasen (*Schumann*). S. 480.
- GLASER, W.: Grundlagen der Elektronenoptik (*Joos*). S. 319.
- GRAF, U. u. H. J. HENNING: Formeln und Tabellen der mathematischen Statistik (*Heinhold*). S. 359.
- GRIMSEHL-SCHALLREUTER-SEELIGER: Lehrbuch der Physik III (*Joos*). S. 318.
- Jenaer Jahrbuch 1952 (*Joos*). S. 360.
- KIRSCHSTEIN, F. u. G. KRAWINKEL: Fernstechnik (*Karolus*). S. 160.
- KLEEN, W.: Einführung in die Mikrowellen-Elektronik (*Lutze*). S. 279.
- KOBER, H.: Dictionary of Conformal Representations (*Lense*). S. 317.
- KOCH, WE.: VDI-Wasserdampftabellen (*Meißner*). S. 319.
- KORTÜM, G. u. H. BUCHHOLZ-MEISENHEIMER: Die Theorie der Destillation und Extraktion von Flüssigkeiten (*Droßbach*). S. 279.
- Kosmische Strahlung, herausgegeben von W. HEISENBERG (*Joos*). S. 359.
- KÜHNEL, R.: Gleitlager (*Meißner*). S. 280.
- LAUE, M. v.: Die Relativitätstheorie (*Haug*). S. 319.
- Lexikon der Physik, herausgegeben von H. FRANKE (*Meißner*). S. 280.
- MARSHAK, R. E.: Meson Physics (*Maier-Leibnitz*). S. 44.
- MEYER, E. u. C. MOERDER: Spiegelgalvanometer u. Li-zeigerinstrumente (*Schumann*). S. 280.
- OBERDORFER, G.: Lexikon der Elektrotechnik (*Meißner*). S. 319.
- OLLENDORFF, F.: Berechnung magnetischer Felder. Technische Elektrodynamik (*Vafiadis*). S. 359.
- OSWATITSCH, KL.: Gasdynamik (*Kaufmann*). S. 320.
- OTTING, W.: Der Raman-Effekt und seine analytische Wendung (*Scheibe*). S. 400.
- PALM, A.: Elektrische Meßgeräte und Meßeinrichtungen (*Waidelich*). S. 40.
- PAWLEK, FR.: Magnetische Werkstoffe (*Joos*). S. 40.
- POHL, R. W.: Einführung in die Mechanik, Akustik, Wärmelehre (*Joos*). S. 359.
- RAWER, K.: Die Ionosphäre (*Poevertlein*). S. 320.
- SAIG, F. C.: Elektroakustik (*Wintergerst*). S. 279.
- SAUER, R.: Anfangswertprobleme bei partiellen Differentialgleichungen (*Bauer*). S. 200.
- MEYER, E. u. C. MOERDER: Spiegelgalvanometer u. Li-zeigerinstrumente. (*Schumann*). S. 200.
- SCHRÖDINGER, E.: Statistische Thermodynamik (*Meißner*). S. 317.
- SCHULTZE, W.: Farbenphotographie und Farbfilm (*Joos*). S. 360.
- STACKELBERG, M. v.: Kalorisch-Chemische Rechenaufgaben (*Knorr*). S. 320.
- Zur Struktur und Materie der Festkörper (*Kochendörfer*). S. 259.
- THOMSON, SIR G.: Das Atom (*Brand*). S. 200.
- Urentechnische Forschung — Skiflug. Festschrift für REINHARD STRAUMANN (*Joos*). S. 320.
- UMSTÄTTER, H.: unter Mitwirkung von R. SCHWABEN: Einführung in die Viskosimetrie und Rheometrie (*Meißner*). S. 318.
- WESTPHAL, W. H.: Physikalisches Praktikum (*Joos*). S. 319.
- WILLERS, F. A.: Mathematische Maschinen und Instrumente (*Lesemann*). S. 159.
- ZIEGLER, H.: Mechanik III, Dynamik der Systeme (*Stefaniak*). S. 120.
- ZIMEN, K. E.: Angewandte Radioaktivität (*Ewald*). S. 320.
- ZUHRT, H.: Elektromagnetische Strahlungsfelder (*Müller*). S. 320.